



Simulateur Monte Carlo et caméra à xénon liquide pour la tomographie à émission de positons

Sébastien Jan

► To cite this version:

Sébastien Jan. Simulateur Monte Carlo et caméra à xénon liquide pour la tomographie à émission de positons. Biophysique [physics.bio-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2002. Français. NNT : . tel-00001843

HAL Id: tel-00001843

<https://theses.hal.science/tel-00001843>

Submitted on 18 Oct 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier - Grenoble 1

THÈSE

présentée pour obtenir

le titre de Docteur En Sciences

Spécialité : Physique

par

Sébastien JAN

Simulateur Monte Carlo et caméra à xénon liquide pour la Tomographie à Émission de Positons

Soutenue le 24 septembre 2002 devant le jury d'Examen suivant :

Pierre Boyer	- <i>UJF Grenoble</i>	- Examineur
Roland Matrippolito	- <i>IPN Orsay</i>	- Rapporteur
Christian Morel	- <i>EPFL Lausanne</i>	- Rapporteur
Olivier Peyret	- <i>CEA Grenoble</i>	- Examineur
Marc Janier	- <i>CERMEP Lyon</i>	- Examineur
Johann Collot	- <i>ISN Grenoble</i>	- Directeur de thèse

Thèse préparée à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble

Résumé

Les travaux effectués au cours de cette thèse s'inscrivent dans le cadre des projets de plateformes d'imagerie métabolique et fonctionnelle consacrées au petit animal. Ils ont mené à la réalisation d'un simulateur Monte Carlo (GePEToS), développé sous GEANT 4 et dédié aux systèmes TEP. GePEToS a été validé sur données réelles et publiées d'une ECAT EXACT HR+ suivant le protocole NEMA. Les fonctions d'un tel simulateur sont de pouvoir produire des données TEP pour le test d'algorithmes de reconstruction d'image et permettre également l'exploration de nouvelles configurations de détecteurs.

D'autre part, cette thèse a porté sur la conception d'un TEP au xénon liquide pour l'imagerie du petit animal (μ TEP). La partie instrumentale a démarré par une approche conceptuelle d'un détecteur au xénon liquide. Une simulation Monte Carlo complète a permis de définir et caractériser les performances d'un futur μ TEP composé de 16 modules de détection disposés en couronne autour de l'animal. L'originalité de ce détecteur réside dans sa capacité à pouvoir fournir la profondeur d'interaction pour chaque particule détectée, ce qui reste encore inaccessible pour l'ensemble des détecteurs TEP actuels. Une partie importante de R&D a consisté à développer et mettre en œuvre la cryogénie du xénon liquide ainsi qu'à définir le système de détection de lumière UV de scintillation du xénon ($\lambda = 178$ nm). Un module prototype a été réalisé et mis en situation de détection de photons γ d'annihilation.

Mots clés : Tomographie à Emission de Positons (TEP), imagerie nucléaire, imagerie du petit animal, GEANT 4, simulateur TEP, xénon liquide, scintillation

Abstract

The studies presented in this thesis have been conducted in the context of the metabolic and functional medical imaging of small animals. They lead us to develop a Monte Carlo simulator (GePEToS) based on GEANT 4 dedicated to PET systems. GePEToS has been tested and validated by comparison to real and published data obtained with an ECAT EXACT HR+ following the NEMA protocol. The objectives of such a simulator are to produce PET data for the test of image reconstruction algorithms and to allow the exploration of new detector configurations.

On the other hand, this thesis concerned the conception of a liquid xenon camera for small-animal PET imaging system (μ PET). A complete Monte Carlo simulation allowed us to optimize and presented the performance of a μ PET detector which would be composed of 16 detection modules arranged as a ring around the animal. The originality of this detector lies in its ability to measure the depth of interaction for every detected photon (still inaccessible for PET detectors currently commercialized). An important part of R&D consisted in developing and using the cryogenic system of the liquid xenon as well as has in defining the photodetection system of the scintillation light UV of the xenon ($\lambda = 178$ nm). A prototype module was realized to detect the annihilation photons.

Key words : Positron Emission Tomography (PET), nuclear imaging, small animal imaging, GEANT 4, PET simulator, liquid xenon, scintillation

....1079 jours plus tard....

De manière générale, je souhaite remercier l'ensemble des personnes de l'ISN qui ont fait, font et feront avancer dans la bonne direction l'activité d'interface médecine-physique des particules. Parmi ces personnes, certaines garderont pour moi une note plus spécifique : je pense bien sûr à Johann Collot l'initiateur de cette activité, Joël Chauvin qui en tant que directeur de l'institut a constamment supporté et encouragé le projet ; pour finir, Philippe Martin et Edwige Tournefier, avec qui j'ai eu un réel plaisir à travailler.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers mes deux rapporteurs que sont Roland Matrippolito et Christian Morel.

Merci à toi Christian de m'avoir permis de présenter GePEToS à Lausanne en février dernier et bravo pour la clarté et la pertinence de tes commentaires et corrections sur ce manuscrit, spécialement sur le chapitre de reconstruction.

Quant à toi Roland, un grand merci pour les conseils, commentaires et analyses que tu as pu me livrer lors de nos rencontres durant ces trois années.

Enfin, pardonnez moi de vous avoir imposé ce travail de lecture en plein mois d'août !

Merci également à Pierre Boyer, Olivier Peyret et Marc Janier d'avoir accepté de participer à ce jury de thèse.

Si ces trois années représentent une étape et une expérience personnelle importante, je le dois à bon nombre de personnes, de situations, de lieux, d'objets.....

Je commence donc par saluer mon vélo et les 6400 mètres qui séparent le 59, cours Jean Jaures du col de Clémencière : merci à vous deux de m'avoir permis de garder un niveau de stress et d'énervement conforme à la "normalité" (mes différents co-bureau vous remercient également...).

Concernant les lieux, je citerai dans l'ordre : ma Fortress (Ficus, Yucca, canapé jaune etc...), la Fortress Rennaise actuellement sous la direction de mon ami Thierry Mantis, le quartier général breton situé en Perros, où grâce à l'air iodé on dort particulièrement bienla citadelle La Fretoise où grâce à l'air non iodé, on dort également très bien ! Enfin, un petit clin d'œil pour la pièce 329 de l'ISN.

Mais venons en au personnel ! Primeur à mon dernier co-bureau, Seb Viret, 1h53' sur le Ventoux ! C'est pas mal Seb, c'est mieux que Drucker, mais ne lâche pas ta thèse pour autant ! Auguste Besson, mon pote allemand aux mythiques écharpes de révolutionnaire ! Fred Mayet, Vice Président de *Nanimal Valley* et guitariste solo au style néocuriste. Junior Arnoud, "*C'était au CERN après un shift sur Delphi, on est allé au Bar...on a dormi au Bar...*". Jac Lamblin, *assistant professor* au collège de LA France. Burni Baret, malade plus de 300 jours par an, blessé le reste du temps. Thom Thuillier, marié, père de deux enfants. Nico Chauvin, avant il aimait la province et même la campagne ! Lucho Perrot, constructeur de monde *Gauchiste* en soirée. Luisa Nicoletti, la Mamma et assurément le meilleur pot de thèse de ces dernières années. Xtophe Peaucelle, actuellement détenu à Bourgoin-Jaillieu. Gaëlle Boudoul, presque comme Didier Hawking. Nico Ponthieu, spécialiste mondial de LA poussière. Rémy Duperay, "Oh ! look, a Batman !". Anne Marie Magnan, elle s'est jurée de ne JAMAIS être au labo avant 15h30. Math Tristam, qui souhaiterait en découdre physiquement avant la fin de sa thèse.

Guillaume Culhamet, qui aurait mérité d'être breton. Et enfin, Thierry Mantis co-actionnaire d'*Abattage Délicat & Fils*.

Merci à vous tous. Sincèrement ! La véritable richesse de ces 3 dernières années je vous la dois pour bonne part !

Impossible de ne pas citer mon bon vieux JP, Malex, Virginie et toute la *Clique* parisienne. Trouvez en ces quelques mots l'expression de toute l'affection que je vous porte et que je n'ai pas toujours su exprimer durant ces années de thèse.

Comment ne pas évoquer ma petite sœur Morgan et mes parents pour votre attention, votre présence, vos conseils et bien plus encore.

Et un énorme merci à je ne sais pas qui pour m'avoir placé sur la route d'une petite princesse Napolitaine.

Table des matières

Introduction	3
I Imagerie médicale et Tomographie à Emission de Positons	5
1 Exploration in vivo par imagerie morphologique et quantitative	7
1.1 Les techniques d'exploration	7
1.1.1 Tomodensitométrie à rayons X (scanner X)	7
Principe de fonctionnement	7
Applications principales	9
1.1.2 L'imagerie par résonance magnétique (IRM)	9
Principes de fonctionnement	10
IRM anatomique (IRM_a) et IRM fonctionnelle (IRM_f)	12
1.1.3 L'imagerie ultrasonore	12
Principes de fonctionnement	13
Applications principales	14
1.1.4 L'imagerie nucléaire	15
Les principes	15
Mesures et quantification du métabolisme	18
1.2 Études fonctionnelles et métaboliques	19
1.2.1 Études cognitives et comportementales	19
1.2.2 Études des organes vivants	19
1.2.3 Neurologie	20
1.2.4 Cancérologie et oncologie	21
1.2.5 Problématiques spécifiques à l'étude du petit animal	22
2 La Tomographie à Emission de Positons (TEP)	25
2.1 Les principes de la TEP	25
2.1.1 La production d'isotopes	25
2.1.2 La radiosynthèse	26
2.1.3 Injection du traceur et "fixation" sur les zones cibles	27
2.1.4 Processus physiques d'émission du signal TEP	27
Emission β^+	27
Thermalisation du β^+	28
Réaction $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	29

TABLE DES MATIÈRES

2.1.5	Détection des 2 γ en coïncidence	30
	Interaction des γ dans le détecteur	30
	Mise en coïncidence des détecteurs	31
2.1.6	Reconstruction d'image	33
2.2	Limites intrinsèques de la TEP	33
2.2.1	Erreurs sur l'analyse qualitative de l'image	33
	Distance de vol du β^+	33
	acolinéarité $\gamma\gamma$	33
2.2.2	Erreurs sur la quantification	34
	Coïncidences diffusées et fortuites	34
	Phénomène d'atténuation des γ	36
	Effet de volume partiel	37
	Normalisation et étalonnage du détecteur	37
2.3	Critères de performance et d'évaluation d'un système TEP 2D/3D	38
2.3.1	Fraction de diffusées 2D/3D	38
2.3.2	Sensibilité 2D/3D	39
2.3.3	Résolution sur image	39
2.3.4	Taux de comptage	40
2.4	TEP clinique et microTEP petit animal : état de l'art	42
2.4.1	Système TEP pour l'imagerie cérébrale et corps entier	43
	Techniques de détection	43
	Performances instrumentales	44
2.4.2	Systèmes microTEP pour l'imagerie du petit animal	45
	Techniques de détection	45
	Performances instrumentales	46
3	Reconstruction d'images et techniques tomographiques	49
3.1	Introduction	49
3.2	Problématique de la reconstruction	49
3.2.1	À la recherche de l'information 3D	50
3.2.2	Interprétation mathématique de la ligne de projection.	51
3.3	Acquisition 2D - 3D en TEP et corrélation avec la reconstruction	52
3.4	Techniques de reconstruction 2D	57
3.4.1	Méthodes analytiques	57
	Rétroprojection filtrée	57
	Reconstruction par transformation de Fourier	64
3.4.2	Méthodes algébriques	66
	Algorithme EM (Expectation Maximization)	67
	Algorithme GC (Gradient Conjugué)	67
3.5	Techniques de reconstruction 3D	69
3.5.1	Rétroprojection filtrée	70
3.5.2	Méthodes de Ré-échantillonnage	74
3.5.3	Méthodes algébriques	76
3.6	Conclusion	76

II Géant 4 pour les simulations en médecine nucléaire - GePEToS : plateforme de simulation TEP 79

4	GEANT 4 : Validations pour les basses énergies et les applications médicales	81
4.1	Introduction	81
4.2	Philosophie du code GEANT 4	81
4.3	Processus électromagnétiques de basse énergie	83
4.4	Utilisation de GEANT 4 pour la TEP	84
4.4.1	Génération des positons	84
	Spectre β^+	84
	Algorithme de von Neumann	85
	Résultats	85
4.4.2	Ralentissement des β^+	86
4.4.3	Accolinéarité des photons d'annihilation	87
4.4.4	Evaluation du coefficient de photo-fraction	88
4.4.5	Coefficients d'atténuation des γ dans la matière	88
4.5	Conclusions	91
5	Simulateur TEP - GePEToS	93
5.1	Introduction	93
5.2	GePEToS : Configuration	93
5.2.1	Géométrie et matériaux du détecteur	94
	Principe de définition de la géométrie modulaire d'un détecteur TEP . .	94
	Scintillateurs et résolution en énergie	95
5.2.2	Isotopes et fântomes	96
5.2.3	Processus physiques	96
5.2.4	Reconstruction des événements	97
	Reconstruction de l'énergie	97
	Reconstruction de la position	98
5.3	Validation de GePEToS	98
5.3.1	Objectifs et Configuration de simulation	98
5.3.2	Résolution en Energie	99
5.3.3	Résolution spatiale	100
5.3.4	Fraction de diffusées - 2D/3D	104
5.3.5	Sensibilité - 2D/3D	105
5.4	Effet d'un champ magnétique \vec{B} sur le vol β^+	107
5.4.1	Adjonction d'un champ magétique dans GePEToS	107
5.4.2	Résultats : ^{18}F - ^{11}C - ^{15}O	108
5.5	Conclusions	111

III Caméra TEP au xénon liquide pour l'imagerie du petit animal 113

6	Xénon Liquide : milieu de détection	115
6.1	Introduction	115

TABLE DES MATIÈRES

6.2	Propriétés physiques du xénon	115
6.3	La scintillation du xénon liquide	117
6.3.1	Excitation atomique du Xe	117
6.3.2	Ionisation atomique du Xe	117
6.3.3	En résumé	118
6.3.4	Temps de décroissance	120
6.3.5	Rendement de scintillation	121
6.4	Conclusion	122
7	Simulation d'un μTEP xénon liquide	125
7.1	Introduction	125
7.2	Description de la simulation	125
7.2.1	Monte Carlo GEANT 4	126
7.2.2	Simulation Monte Carlo de la scintillation du xénon	126
7.3	Géométrie du détecteur	128
7.3.1	Le cahier des charges	128
7.3.2	Mesure de la profondeur d'interaction	128
7.3.3	Optimisation du module	130
	Reconstruction de la coordonnée axiale : reconstruction du Z	131
	Reconstruction de l'énergie	133
	Les dimensions	135
7.3.4	Performances du module de détection	136
	Résolution axiale : en Z	137
	Résolution transaxiale : en X et Y	137
	Résolution en énergie	139
7.3.5	Influence de la matrice de guides sur la diffusion Compton	140
7.4	Simulation Complète du μ TEP	142
7.4.1	Géométrie	143
7.4.2	Résultats : performances du μ TEP	144
	Résolution en énergie	145
	fraction de diffusées	147
	Sensibilité	148
	Résolution spatiale sur image	149
	Influence de la diffusion et des coupures sur la résolution	156
7.5	Conclusion	157
8	Instrumentation du μTEP à xénon liquide	159
8.1	Introduction	159
8.2	Système cryogénique	159
8.2.1	Station de liquéfaction	159
8.2.2	Cryostat du module prototype	161
8.2.3	Protocole de liquéfaction	162
8.3	Système de collection de lumière	165
8.3.1	Problématiques	165
8.3.2	Photomultiplicateur à anodes croisées	165

8.3.3	Caractérisation du PM Hamamatsu R5900-00-C12	167
	Résolution spatiale	168
	Uniformité de la réponse	173
	Efficacité à 180 nm	174
8.3.4	Discussion	179
8.4	Module Ø du μ TEP	180
8.4.1	Réalisation mécanique du module	180
8.4.2	Matrice de guides de lumière	180
8.5	Conclusions	183
9	Dispositif expérimental de mesure des performances d'un module prototype	185
9.1	Présentation du dispositif	185
9.1.1	Mécanique du dispositif	185
9.1.2	Electronique du dispositif	185
9.2	Analyse préliminaire	189
9.2.1	Extraction du signal de PM	189
9.2.2	Résolution en temps	196
9.3	Conclusion	197
	Conclusion générale et perspectives	199
	Bibliographie	i

Introduction

Le développement de l'imagerie nucléaire sur le petit animal s'inscrit dans une politique scientifique visant les domaines suivants : modélisation cérébrale, élaboration de traceurs, instrumentation spécifique au petit animal, acquisition et traitement de l'image.

Ce type d'investigation doit permettre la mise en place de modèles physiopathologiques dans le secteur des neurosciences cliniques ainsi que la compréhension de ceux obtenus par modification génétique. Outre les paramètres vitaux, il sera possible d'examiner l'expression du transgène par observation de gène rapporteur dont l'expression sera détectée au moyen d'un ligand spécifique radiomarké. Ces observations sur le petit animal permettront de nombreux développements en terme d'applications cliniques. Sur les plans diagnostics et pronostics, ces études expérimentales engendreront des retombées au niveau de la détection tumorale, de l'imagerie des récepteurs et de la détection d'infections profondes postopératoires.

Cette finalité bio-médicale de l'imagerie nucléaire, ouvre des espaces importants dans le domaine de l'instrumentation dédiée ainsi que dans le secteur de la simulation. En effet, les objectifs visés par une technique d'imagerie fonctionnelle et métabolique telle que la tomographie à émission de positons (TEP), sont d'obtenir des résolutions sur image de l'ordre de 1,5 mm, une sensibilité de détection supérieure à 2 % et une résolution en temps des systèmes de quelques nanosecondes. Tout ceci devant permettre l'optimisation des analyses quantitatives faites sur image. Les coûts de développement associés à la mise au point de nouveaux prototypes ont amené à considérer les simulations Monte Carlo comme un outil indispensable à la conception de détecteurs. Mais l'enjeu de ces outils de simulation porte également sur l'amélioration des protocoles d'analyse.

C'est dans ce contexte que depuis la fin de l'année 1999, l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble s'implique, au travers de ce travail de thèse, d'une part dans le développement d'une plate-forme de simulation Monte Carlo pour la TEP et d'autre part, dans la conception d'un tomographe à émission de positons au xénon liquide dédié à l'imagerie du petit animal (μ TEP). Ce travail de thèse va s'articuler autour des trois axes suivants :

- La première partie présente le cadre général de l'imagerie médicale en s'attachant plus particulièrement à la TEP.

Le premier chapitre expose les différentes techniques d'exploration *In Vivo* dédiées aux études fonctionnelles et métaboliques et permet ainsi d'exposer l'intérêt qu'offre l'imagerie nucléaire. Dans le second chapitre, nous décrirons dans le détail les principes et limites de la TEP avant de présenter un état de l'art des systèmes actuels dédiés à l'homme et au petit animal.

Les techniques de reconstruction tomographique appliquées en TEP seront décrites dans le chapitre 3.

- La deuxième partie est consacrée aux travaux de simulation basés sur GEANT 4 et orientés vers les applications médicales.

Les validations effectuées sur GEANT 4 afin de pouvoir simuler les processus physiques impliqués en TEP, sont abordées dans le chapitre 4.

Le chapitre 5 présente quant à lui le simulateur de TEP, GePEToS, développé durant cette thèse. La configuration du simulateur, les validations effectuées et les résultats obtenus y seront exposés.

- La dernière partie de ce travail est axée sur la conception et les développements associés, d'une caméra TEP à xénon liquide et dédiée à l'imagerie du petit animal.

Les propriétés du xénon liquide et principalement ses possibilités d'être utilisé comme scintillateur dans une caméra TEP, sont décrites dans le chapitre 6.

La conception d'un μ TEP au xénon liquide s'appuie sur des simulations Monte Carlo. Celles-ci vont permettre de définir et d'optimiser la géométrie du détecteur puis d'en caractériser les performances. Tout ce travail fera l'objet du chapitre 7.

Le chapitre 8 aborde l'instrumentation développée durant cette thèse et permettant de mettre en œuvre un module prototype du μ TEP final. Seront ainsi présentés : le système cryogénique, le système de collection de lumière de scintillation du xénon liquide et l'ensemble de la partie mécanique du détecteur notamment l'ensemble constituant les guides de lumière.

Enfin, la configuration expérimentale finale de test du module prototype ainsi que les tous premiers résultats expérimentaux, seront présentés dans le chapitre 9.

Première partie

**Imagerie médicale et Tomographie à
Emission de Positons**

Chapitre 1

Exploration in vivo par imagerie morphologique et quantitative

1.1 Les techniques d'exploration

Dans cette partie, nous allons présenter les principales méthodes d'investigation *in vivo* faisant partie des 3 familles que constituent l'imagerie morphologique¹, fonctionnelle et métabolique (ces deux dernières techniques se basant essentiellement sur des analyses quantitatives).

1.1.1 Tomodensitométrie à rayons X (scanner X)

Il s'agit ici d'explorer les structures anatomiques internes à l'aide d'images de coupe d'organes fournies par un faisceau de rayons X traversant le sujet. Cette technique s'appuie sur l'absorption plus ou moins importante des rayons X selon le milieu qu'ils traversent. Là où une radiographie classique n'offre qu'une projection du volume irradié, le scanner X va permettre de visualiser l'objet par tranches successives de quelques millimètres d'épaisseur chacune. Cette invention a valu le prix Nobel de médecine 1979 à Allan M. Cormack et Godfrey N. Hounsfield.

Principe de fonctionnement

Le principe de la tomodensitométrie à rayons X (RX) repose sur la différence d'atténuation des RX d'un tissu à l'autre. Chaque matériau, chaque tissu, chaque type de structure anatomique est caractérisé par un coefficient linéaire d'atténuation μ . Un faisceau monochromatique et collimaté de RX va irradier un objet pour être détecté à la sortie de ce dernier. L'image résultante de cette projection caractérisera les variations d'atténuation, donc de densité, du milieu observé. C'est en cela que l'on parle d'imagerie morphologique. Dans le cadre d'un matériau parfaitement homogène, le coefficient d'atténuation μ reste constant. Pour une épaisseur x de matériau et avec N_0 photons X incidents, le nombre de photons détectés est donné par la relation suivante :

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x}$$

¹ Etude structurale

1.1 Les techniques d'exploration

En réalité, le milieu traversé est très hétérogène, entraînant une variation de μ suivant la profondeur (notée x). Ceci va donc modifier la relation précédente de la manière suivante :

$$N(x) = N_0 e^{-\int_{x_0}^x \mu(x) dx}$$

L'accès aux variations de $\mu(x)$ constitue la valeur ajoutée des systèmes de type scanner X par rapport à la radiologie planaire conventionnelle. La qualité d'une image en tomodensitométrie RX va dépendre de deux facteurs :

- la résolution qui est définie comme la plus petite distance entre deux objets visibles sur l'image ;
- le contraste qui est la différence moyenne d'intensité entre deux points sur l'image.

Lorsque la résolution est mauvaise, l'objet est vu de plus en plus flou et si le contraste est mauvais, à résolution constante, l'objet ne peut plus être distingué. C'est donc bien le contraste des images qui correspond aux différences d'absorption des tissus traversés par les rayons. On pourra également renforcer le contraste en administrant au sujet un agent de contraste par voie intraveineuse. Ceci permet, entre autres, de détecter les vaisseaux sanguins qui ne sont pas visibles classiquement du fait de la nature identique des tissus extra et intravasculaires.

Le principe de détection est le suivant : faire pivoter autour d'un objet à imager, un tube à rayons X couplé avec un détecteur. On enregistre ainsi des projections de l'objet sous plusieurs angles différents afin d'accéder à une reconstruction tomographique de ce même objet. Les techniques de reconstruction tomographique sont détaillées dans le chapitre 3.

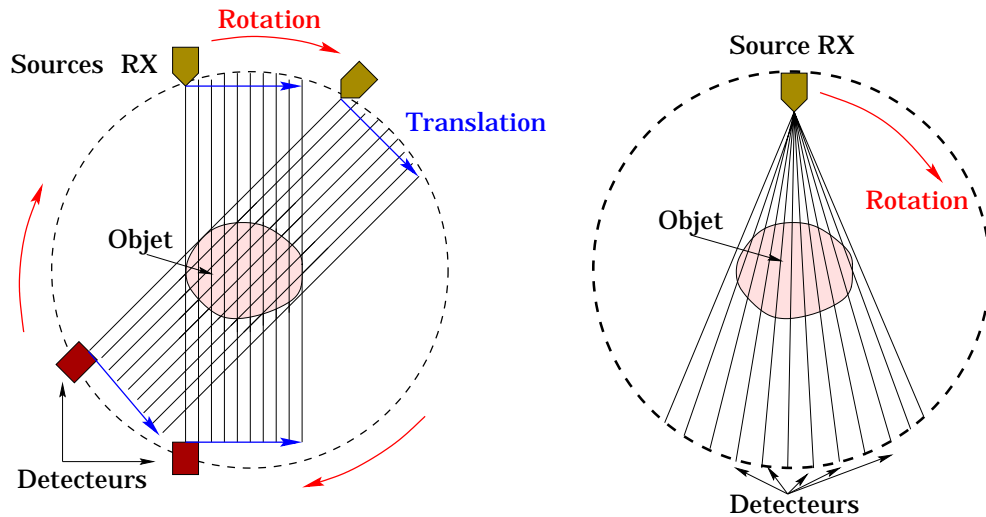


FIG. 1.1: Deux configurations possibles du balayage dans un scanner X. A gauche, la source de rayons X et le détecteur sont déplacés parallèlement puis l'opération est répétée après rotation du système. A droite, la source est en rotation et envoie un faisceau large sur une couronne de détecteurs fixes.

Au niveau de la détection de photons X, pour une configuration d'acquisition où seul le tube à RX est en rotation (à droite sur la figure 1.1), des cristaux de iodure de sodium couplés à des photodiodes sont généralement utilisés. Dans le cas où le détecteur tourne et se translate avec

le générateur de RX, il est alors fréquent d'utiliser des chambres à ionisation à xénon gazeux pressurisé.

Applications principales

La tomodensitométrie par rayons X est d'usage fréquent pour le diagnostic clinique de fractures, lésions et tumeurs. Ses applications, dans le domaine des examens morphologiques, s'appliquent aussi bien aux observations cérébrales, thoraciques, abdominales, rachidiennes ou ORL. Sur le plan des études spécifiques, de type non-clinique, sur le cerveau, cette technique est quelque peu abandonnée au profit de l'Imagerie par résonance Magnétique anatomique (IRM_a) offrant des images plus contrastées. Néanmoins, l'utilisation des scanners X reste encore extrêmement fréquente. Ce sont des machines dont le coût reste raisonnable (moins de 500 kEuros) ce qui permet à bon nombre d'hôpitaux d'en équiper leurs services d'urgence. De part la grande rapidité d'obtention d'une coupe tomographique (quelques secondes) et la bonne résolution des images fournies (environ 1mm), ces instruments permettent d'intervenir rapidement sur des pathologies de type traumatologique comme illustrée figure 1.2 ou il est possible de mettre en évidence une défaillance cérébrale due à la rupture de vaisseau sanguins entraînant une déficience de l'irrigation cérébrale et nécessitant généralement un acte chirurgical immédiat.

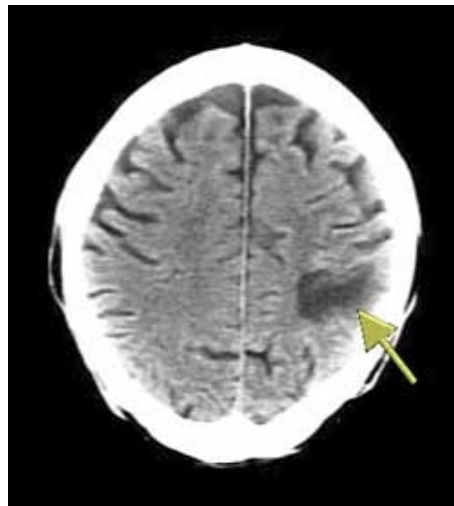


FIG. 1.2: Coupe cérébrale issue d'une tomodensitométrie à rayons X. Mise en évidence d'une rupture du flux sanguin : hémorragie cérébrale.

1.1.2 L'imagerie par résonance magnétique (IRM)

L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) utilise le phénomène de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) découvert en 1946 aux Etats-Unis par les équipes de Edward Purcell et Félix Bloch (Prix Nobel de physique 1952). Les premières images RMN d'un animal vivant, faites par Paul Lauterbur, datent de 1974.

Nous allons voir maintenant comment il est possible de générer une technique d'imagerie *in vivo* performante en se basant sur les interactions des moments magnétiques du noyau des atomes

constitutifs des milieux biologiques, essentiellement le proton de l'hydrogène, avec des champs magnétiques externes.

Principes de fonctionnement

Le noyau d'hydrogène présente un moment magnétique du fait de sa charge électrique non nulle et de son mouvement de spin. On notera $\vec{\mu}$ le moment magnétique quantifié de ce proton. Lorsqu'un moment magnétique $\vec{\mu}$ est soumis à un champ magnétique \vec{B}_0 , on observe les phénomènes suivants :

- dans le cas du proton, l'orientation de $\vec{\mu}$ par rapport à \vec{B}_0 se fait selon deux possibilités : θ ou $180^\circ - \theta$, θ étant l'angle entre $\vec{\mu}$ et \vec{B}_0 ;
- l'énergie d'interaction donne lieu à deux niveaux énergétiques correspondant aux 2 possibilités angulaires précédentes ;
- une rotation également appelée précession de Larmor, de $\vec{\mu}$ autour de \vec{B}_0 s'opère avec une vitesse angulaire $\vec{\omega}_0 = \gamma \vec{B}_0$. Pour le proton, $\gamma/2\pi = 42,6 \text{ MHz T}^{-1}$;
- l'apparition de \vec{M} s'explique par le fait que la population des moments $\vec{\mu}$ affectés de l'angle θ est légèrement supérieure à celle affectée de l'angle $180^\circ - \theta$;
- \vec{M} sera parallèle et orienté dans le même sens que \vec{B}_0 .

L'application d'un rayonnement électromagnétique de fréquence $\omega/2\pi$ agit sur le système champ-moment ($\vec{B}_0 - \vec{\mu}$) lorsque $\omega = \omega_0$: c'est le phénomène de résonance. Lorsque l'on contraint un système à se mettre en état de résonance, on observe que \vec{M} s'écarte de \vec{B}_0 , faisant apparaître une composante transversale \vec{M}_T et entraînant ainsi la résultante \vec{M} dans un mouvement de précession (figure 1.3).

C'est cette précession de \vec{M} qui est à l'origine du signal RMN.

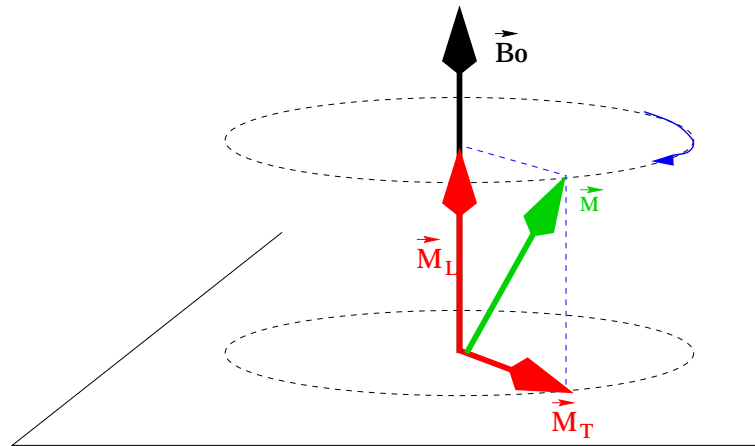


FIG. 1.3: Sous l'effet d'une impulsion en résonance sur le système champ-moment, une composante transversale \vec{M}_T de la résultante \vec{M} apparaît ce qui entraîne celle-ci dans un mouvement de précession comme illustrée sur cette figure.

A la fin de l'interaction entre l'impulsion et le système ($\vec{B}_0 - \vec{\mu}$), ce dernier va retrouver son état d'équilibre initial : c'est le phénomène de relaxation. L'enregistrement du signal de résonance magnétique nous conduisant ultérieurement à l'image de la zone, se fait durant cette phase. On observe deux types de relaxation :

- la relaxation longitudinale où l'on observe la composante \vec{M}_L retourner à sa valeur initiale selon une fonction du type : $1 - e^{-t/T_1}$. T_1 , temps de relaxation longitudinal, est variable d'un tissu à l'autre ;
- la relaxation transversale où l'on observe que \vec{M}_T décroît selon une exponentielle en e^{-t/T_2} . T_2 étant le temps de relaxation transversal également variable d'un tissu à l'autre.

T_1 et T_2 dépendent des propriétés physicochimiques des tissus. L'image finale par résonance nucléaire étant constituée par la répartition de l'un de ces paramètres ou par l'une de leur combinaison, on comprend alors tout l'intérêt d'une technique d'imagerie qui est liée à la constitution même des tissus et non pas uniquement à leur densité comme c'est le cas pour les techniques d'imagerie par rayons X.

Pratiquement, le sujet à imager sera placé dans un champ fixe \vec{B}_0 généralement compris entre 0,3 et 1,5 Tesla pour de l'imagerie clinique, une sonde électromagnétique sera ensuite placée autour de la zone d'acquisition. Cette sonde sera chargée de délivrer l'impulsion électromagnétique et de récolter le signal de relaxation.

La dernière question qui se pose maintenant réside dans la localisation spatiale du signal RMN. Pour associer les signaux aux pixels de l'image finale, il faut avoir recours à une technique de codage de l'espace par la fréquence. Ceci comporte deux étapes :

- définir un plan de coupe ;
- localiser les différents pixels sur la coupe.

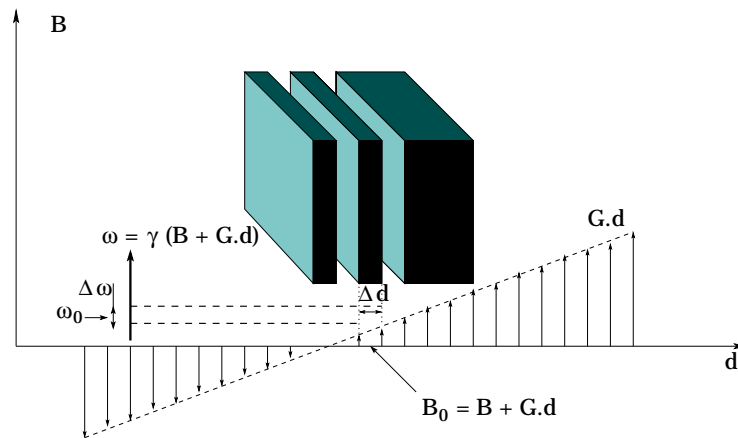


FIG. 1.4: Codage des distances d par un gradient de champ G , permettant de sélectionner une coupe.

Pour définir le plan de coupe, on va appliquer, pendant l'impulsion électromagnétique, un gradient de champ magnétique perpendiculaire à la direction du plan choisi pour la coupe. Ce gradient modifie le champ \vec{B} ne lui laissant la valeur de \vec{B}_0 correspondant à la résonance ω_0 que pour la coupe de tissu sélectionnée. Toutes les autres régions de l'espace ont une fréquence de résonance ou trop forte ou trop faible. La localisation des pixels de la coupe va se faire durant la phase d'enregistrement donc de relaxation. On va coder les deux directions de l'espace, défini par le plan de coupe grâce à la technique de gradient de champ. Dans les quelques millisecondes précédant l'enregistrement, un gradient est appliqué suivant une direction du plan ceci permettant aux pixels se trouvant le long de cette direction d'acquérir des phases différentes :

leur position est donc codée. On applique la même technique suivant l'autre direction du plan de manière à avoir l'intégralité des pixels de la coupe codés dans l'espace.

IRM anatomique (IRM_a) et IRM fonctionnelle (IRM_f)

Par définition, lorsqu'on applique la RMN aux noyaux d'hydrogène, abondamment présents dans l'eau et les graisses des tissus biologiques, c'est la structure anatomique que l'on visualise, on est dans le cadre d'une imagerie RMN de type morphologique ou d' IRM_a . Avec le développement de techniques d'acquisitions rapides couplées à un traitement de données également rapide, il est possible de faire des images RMN en un temps suffisamment bref (en quelques centièmes de seconde) pour suivre certains aspects du métabolisme. C'est dans ce cas que l'on parle d' IRM_f . Lors d'une imagerie cérébrale, on pourra appliquer la RMN sur l'hémoglobine dont les propriétés magnétiques diffèrent légèrement selon que cette molécule est liée ou non à l'oxygène. Ceci permet d'accéder à l'activité cérébrale en réalisant des images permettant de visualiser le contraste entre les régions plus ou moins riches en oxyhémoglobine, correspondant à un flux sanguin plus ou moins accru. L' IRM_f s'appliquera spécifiquement aux études fonctionnelles de réseaux neuronaux. En d'autres termes, elle se contentera d'indiquer les zones activées à l'issue de l'exécution d'une tâche cognitive par le sujet.

Les résolutions spatiales accessibles en IRM_a sont de l'ordre du micron, ce qui permet d'atteindre un degré de précision en imagerie morphologique bien supérieur à ce que peut fournir une image par tomodensitométrie par rayons X. Le coût d'un tel appareil est bien sûr nettement supérieur à celui d'un scanner X, de l'ordre de deux à trois millions d'Euros.

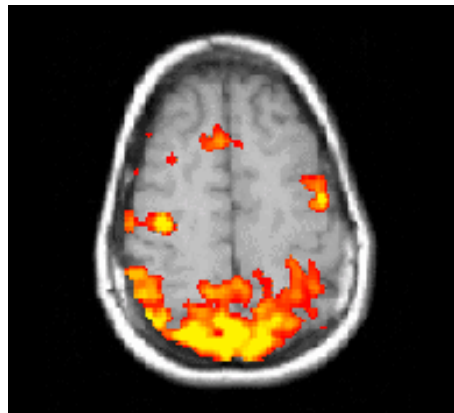


FIG. 1.5: *Superposition d'une IRM_a avec une IRM_f permettant de visualiser l'activité cérébrale au travers de la localisation et de la quantification des flux sanguins. Provenance Image : Department of Psychology Stanford University.*

1.1.3 L'imagerie ultrasonore

Les techniques d'imagerie par ultrasons présentent un caractère intéressant en imagerie médicale puisqu'elles sont non invasives, non irradiantes et utilisables *In Vivo*. Dans le domaine des applications médicales, l'imagerie ultrasonore est appelée échographie. Le principe repose sur la construction d'une image à partir de l'amplitude de l'onde rétrodiffusée.

Principes de fonctionnement

Les principes physiques de base mis en jeu en imagerie ultrasonore, concernent la propagation d'une onde acoustique dans un milieu généralement non linéaire. Pour comprendre les principes de base et par souci de simplification, on se placera dans l'approximation de l'acoustique linéaire. Dans l'hypothèse de conservation de la masse, l'évolution suivant une direction donnée de la pression acoustique en fonction du temps et de la vitesse du son, s'écrit :

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{1}{c^2} \frac{d^2 p}{dt^2}$$

La généralisation en 3D nous donne :

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{d^2 p}{dt^2}$$

Si maintenant on considère une onde se déplaçant à la vitesse u , soumise à une pression acoustique p dans un milieu de densité ρ , alors l'équation de continuité en 3D s'écrit :

$$\frac{dp}{dt} = \rho u$$

Sur la figure 1.6, les milieux 1 et 2 sont considérés comme homogènes, on considère que l'onde de pression ne perd pas d'énergie durant la propagation d'où un coefficient d'absorption nul, alors dans ce cas, l'onde de pression incidente peut s'écrire de la façon suivante :

$$p_i = A_i e^{i(wt - k_1 x)}$$

Avec A_i amplitude de l'onde incidente, w la pulsation et k_1 le nombre d'onde. De la même manière, on définit l'onde de pression transmise dans le milieu 2 :

$$p_t = A_t e^{i(wt - k_2 x)}$$

et l'onde de pression réfléchie dans le milieu 1 :

$$p_r = A_r e^{i(wt + k_1 x)}$$

En tenant compte des conditions de l'interface, il est possible de déterminer les coefficients de transmission τ et de réflexion r de la manière suivante :

$$\tau = A_t / A_i = \frac{2\rho_2 c_2}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1}$$

et

$$r = A_r / A_i = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1}$$

Les 2 observables physiques utilisées seront le coefficient de réflexion de l'énergie R et le coefficient de transmission de l'énergie T :

$$R = r^2$$

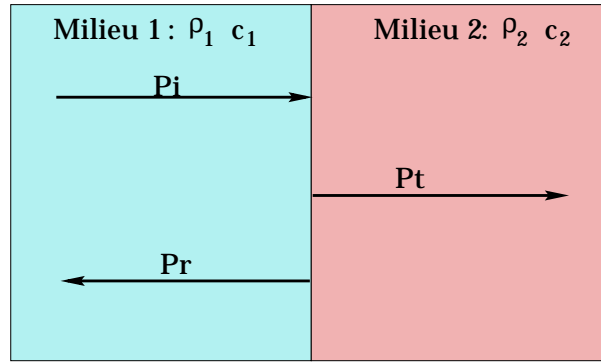


FIG. 1.6: *Onde plane se propageant perpendiculairement à une interface entre deux milieux différents.*

et

$$T = \tau^2 \frac{Z_1}{Z_2}$$

Où Z_1 et Z_2 sont les impédances acoustiques de chaque milieu, définies par $Z = \rho c$. En appliquant directement le principe de conservation de l'énergie, on a $R + T = 1$.

Applications principales

L'imagerie ultrasonore aura pour objet de mesurer les distributions spatiales des paramètres acoustiques spécifiques des milieux rencontrés tel que l'atténuation, la vitesse ou l'impédance. Il est également possible d'avoir accès à la température ou à l'élasticité du milieu. On distingue deux types de technique ultrasonores (figure 1.7) : l'imagerie en transmission [Greenleaf ; 1981] et en réflexion [Dines ; 1987].

Pour l'acquisition en transmission, le dispositif est constitué d'un émetteur qui sera bien souvent un transducteur focalisé à pastille piézoélectrique et d'un second transducteur, identique au premier, utilisé comme récepteur. L'information transmise à travers la coupe explorée est obtenue en enregistrant une série de signaux obtenue en translattant pas à pas le couple émetteur/récepteur. L'obtention de plusieurs angles de vue permettant la reconstruction, se fait par rotation de l'ensemble expérimental autour de l'objet à imager.

En ce qui concerne l'imagerie en réflexion, le principe est de fournir une cartographie de la réflectivité acoustique de l'objet analysé et uniquement à partir de la mesure du champ rétrodiffusé. Cette fois, le transducteur est successivement utilisé en émetteur et en récepteur. L'obtention des différents points de vue se fait par rotation du transducteur autour de l'objet. Actuellement, des dispositifs à balayage rapide obtenus au moyen de miroirs oscillants et pouvant ainsi orienter le faisceau, permettent d'acquérir des images suffisamment rapidement pour obtenir une vidéo en temps réel des mouvements d'un organe.

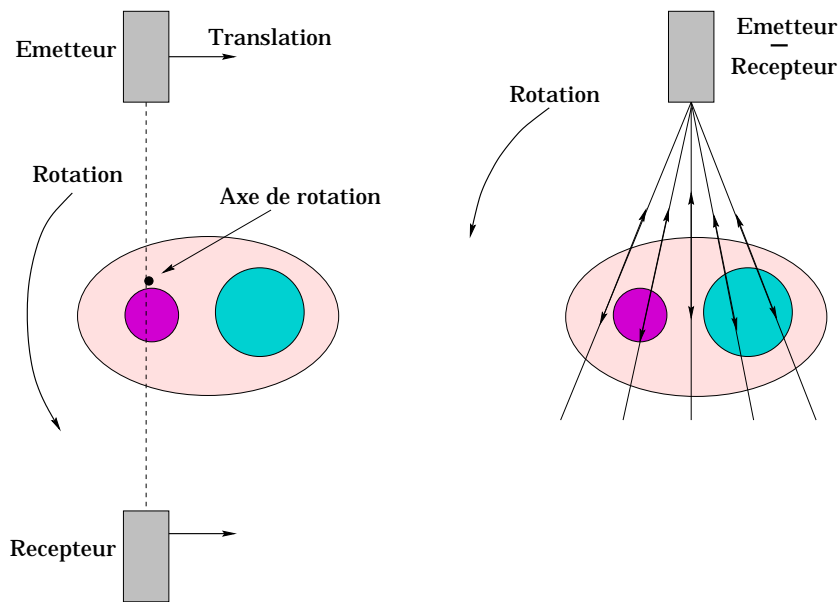


FIG. 1.7: Le principe d'acquisition en imagerie ultrasonore par transmission (à gauche) et par réflexion (à droite).

1.1.4 L'imagerie nucléaire

Contrairement aux autres modalités d'imagerie, l'imagerie nucléaire est naturellement adaptée aux études fonctionnelles permettant de refléter le niveau du métabolisme de l'organe ou de la zone imagée. Ces mesures de métabolisme se font de manière indirecte à travers la mesure de paramètres comme le débit sanguin ou la consommation de glucose. L'utilisation de noyaux radioactifs pour marquer différentes molécules d'intérêt biologique, permet de suivre *In Vivo* leur devenir dans l'organisme, permettant ainsi l'étude des fonctionnalités d'un organe donné. Les deux techniques principales d'imagerie nucléaire, sont :

- La tomographie à émission mono-photonique ou TEMP (SPECT pour Single Photon Emission Computed Tomography).
- La tomographie à émission de positons ou TEP (PET pour Positron Emission Tomography).

Il s'agit ici de techniques dites de tomographie d'émission, le scanner X étant une technique de tomographie à transmission. La principale différence entre ces deux méthodes réside dans le fait que l'une utilise un émetteur γ comme traceur (la TESP) alors que la TEP utilise des émetteurs β^+ . Cette différence a de nombreuses conséquences que nous verrons plus loin dans ce document. Il est à noter que la fin des années 90 a vu l'installation d'appareils TEMP dotés d'un système de détection en coïncidence adaptés aux émetteurs de positons (caméras TEDC).

Les principes

Nous parlerons ici spécifiquement de la tomographie à émission de simple photon, introduite en 1963 par Kuhl et Edwards [Kuhl ; 1963]. La tomographie à émission de positons sera spécifiquement traitée au chapitre 2.

1.1 Les techniques d'exploration

Dans un premier temps, on injecte par voie intraveineuse ou par inhalation, une molécule marquée d'un élément radioactif émetteur γ , appelée traceur. Le principe de détection de ces γ incidents est tout à fait similaire à la caméra qu'Anger développa [Anger ; 1967]. Ce type de détecteurs est composé d'un scintillateur cristal, souvent de l'iodure de sodium (NaI), couplé à une matrice de photomultiplicateurs (PM) qui calcule la position d'impact du γ incident à partir de la lumière de scintillation reçue sur les différents PM. Ce calcul de position se fait par une méthode de triangulation. La sortie de chaque PM est reliée à des capacités variables ou à un pont résistif permettant de sortir 4 voies : X^+ , X^- , Y^+ et Y^- (figure 1.8). La tension enregistrée de l'impulsion sur les sorties (X^+ , X^-) et (Y^+ , Y^-) varie linéairement en fonction de la position du point de scintillation dans le cristal. Ceci permet donc d'avoir accès à la position (X , Y) du point de scintillation.

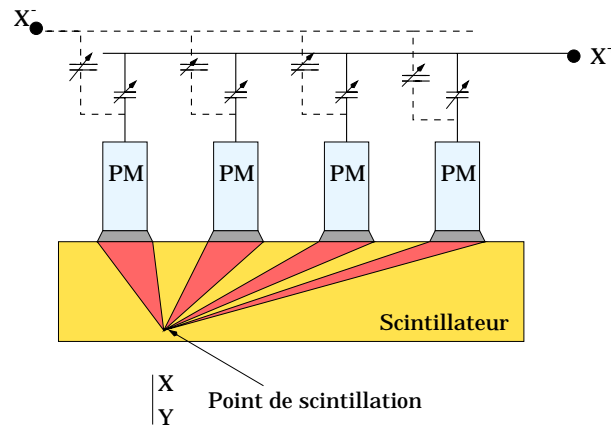


FIG. 1.8: Principe de lecture Anger : la localisation des scintillations qui apparaissent dans le cristal s'effectue à partir des impulsions lumineuses reçues par chacun des PM.

A ce détecteur de photons γ , il convient d'ajouter en entrée un collimateur en plomb ou tungstène afin de définir une direction privilégiée pour la détection des γ incidents de manière à obtenir une projection plane de l'objet imagé (figure 1.9). Le collimateur d'une gamma caméra va jouer un rôle analogue à celui d'un objectif en photographie en assurant la correspondance entre chaque point objet et son point image associé. C'est essentiellement lui qui détermine le champ de vue, la résolution spatiale et la sensibilité du détecteur.

En faisant tourner l'ensemble détecteur-collimateur autour de l'objet (cf. figure 1.10), on enregistre un ensemble de projections bidimensionnelles parallèles et la distribution 3D de radioactivité, à l'intérieur de l'objet imagé, va pouvoir être reconstruite coupe par coupe (Chapitre 3).

Les principaux émetteurs γ utilisés en TEMP sont le ^{133}Xe , l' ^{123}I , ou le ^{99m}Tc . Ces isotopes ont des périodes plus longues (quelques heures) que les émetteurs β^+ utilisés en TEP empêchant ainsi de répéter trop souvent la procédure d'imagerie de TESP.

Notons également que les systèmes TEP peuvent être jusqu'à 100 fois plus sensibles que les TEMP entraînant ainsi une meilleure quantification de l'activité.

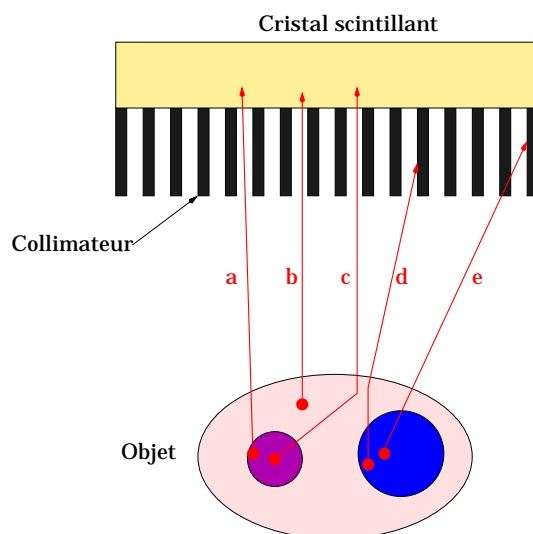


FIG. 1.9: Action du collimateur sur le rayonnement γ incident. *a/ b/ et c/ seront détectés, c/ étant un événement diffusé qui dégradera la résolution de l'image de l'objet. d/ et e/ seront des évènements stoppés par le collimateur.*

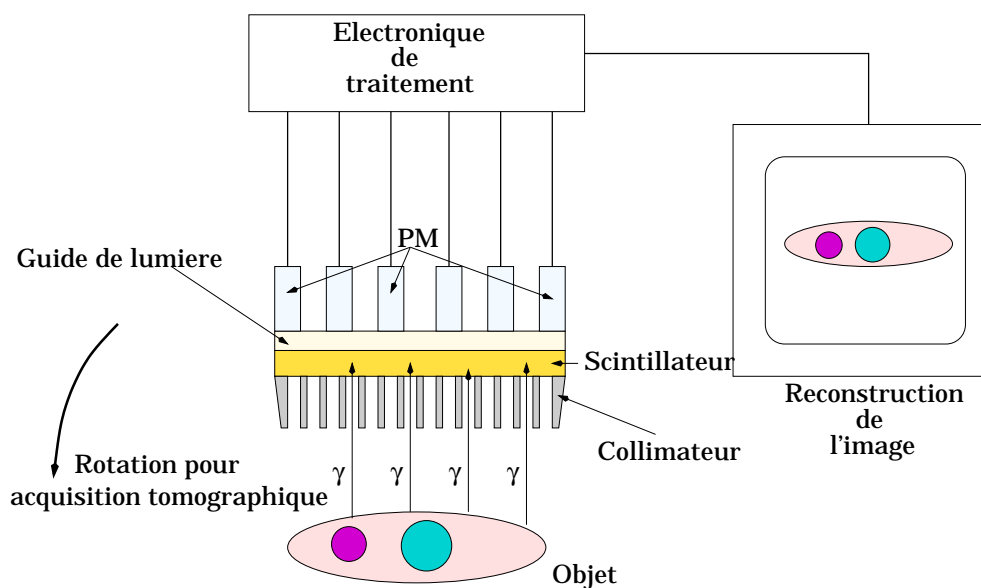


FIG. 1.10: Schéma de principe d'une tomographie à émission de simples photons.

Mesures et quantification du métabolisme

L'imagerie nucléaire présente bien sûr un intérêt dans l'étude de la distribution spatiale d'un traceur radioactif, mais c'est surtout le suivi en temps de ce traceur qui va permettre d'accéder aux informations concernant le métabolisme de l'organe étudié. Une des méthodes les plus classiques consiste à définir une région d'intérêt sur l'image (un organe spécifique ou une partie seulement), puis de quantifier les impulsions contenues dans cette zone. On procède de la même manière pour chaque image acquise à des temps différents, on accède ainsi à l'évolution de l'activité en fonction du temps. En TESP, l'accès aux informations concernant le métabolisme se fera par mesure du débit sanguin. En effet, le métabolisme neuronal, pour prendre cet exemple, et le débit sanguin sont étroitement couplés du fait que le débit sanguin local est le reflet de la demande énergétique locale, donc de la densité de neurones présents. En TEP, on pourra accéder aux mesures de métabolisme par l'utilisation directe de glucose marqué au ^{18}F : ^{18}F -[2-déoxy-D-glucose] ou plus simplement *FDG*.

Illustrons ces différences de mesure de métabolisme entre ces deux techniques d'imagerie dans la cadre d'une analyse neurologique sur une démence de type Alzheimer. La TEMP pouvant évaluer le débit sanguin cérébral, elle peut apporter des arguments en faveur du diagnostic de la maladie d'Alzheimer en mettant en évidence une hypoperfusion² dans les régions temporo-pariétales. C'est ce que nous pouvons constater sur l'image 1.11 où l'on note une hypoperfusion légèrement asymétrique dans les lobes temporaux, pariétaux et occipitaux..

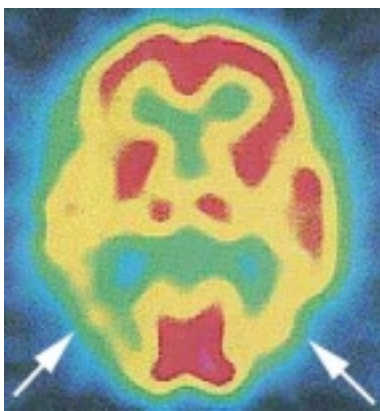


FIG. 1.11: *TEMP* dans le cadre d'un sujet atteint d'Alzheimer. Provenance Image : Centre Antoine Lacassagne, Nice.

La TEP fera directement une analyse du métabolisme en glucose puisqu'il existe également un parallèle entre l'activité neuronale et la consommation de glucose. L'image 1.12 montre clairement un hypométabolisme du cortex temporal/pariétal postérieur. Les résultats obtenus par les deux techniques montrent que les anomalies sont superposables en terme de distribution spatiale de l'activité. Il est à noter que le gain important en résolution sur image obtenue par l'imagerie TEP au FDG, permet de définir plus précisément la région d'intérêt entraînant ainsi une quantification de l'activité présente nettement plus efficace.

²Débit sanguin insuffisant.

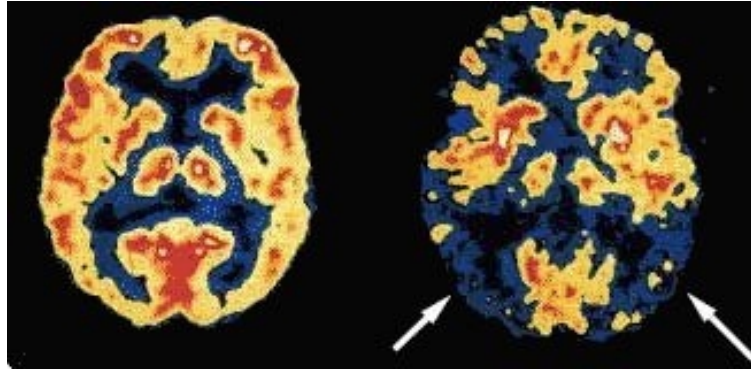


FIG. 1.12: TEP au FDG chez un sujet normal à gauche et sur sujet atteint d'Alzheimer à droite. Provenance Image : Centre Antoine Lacassagne, Nice.

1.2 Études fonctionnelles et métaboliques

1.2.1 Études cognitives et comportementales

L' IRM_f ainsi que la TEP sont des outils puissants d'exploration des bases et principes neurophysiologiques de la pensée et de l'attitude décisionnelle chez l'homme. Que ce soit en TEP ou IRM_f , il s'agit de suivre et quantifier les modifications hémodynamiques cérébrales lors de la soumission du sujet à différentes situations expérimentales. La TEP utilisera l' ^{15}O comme traceur pour ce genre d'étude (Image 1.13). En associant ces données à des modèles du traitement de l'information cérébrale (psychologie cognitive), ces techniques permettent de mettre en correspondance des zones cérébrales impliquées dans un processus donné [Faillenot ; 1997].

1.2.2 Études des organes vivants

La survie des organes vitaux dépend principalement des corrélations entre l'apport sanguin (perfusion) sur cet organe et sa capacité à utiliser cet apport sanguin (métabolisme). L'étude complète, *In Vivo*, d'un organe requiert ensuite de quantifier l'efficacité de ce couplage perfusion-métabolisme afin d'observer et qualifier la fonction spécifique de l'organe observé : fonction contractile pour le cœur [Janier ; 1994], épuration pour le rein [Juillard ; 1997] ou oxygénation sanguine pour le poumon. La TEP est une méthode particulièrement efficace pour évaluer le couplage perfusion-métabolisme. De même, en associant une imagerie de type fonctionnelle (TEP) avec un système permettant l'exploration des propriétés mécaniques de l'organe (Scanner X ou IRM_a), on remonte à une information permettant de caractériser l'architecture, la fonctionnalité et le métabolisme (imagerie multi-modale ou fusion d'images cf. figure 1.13).

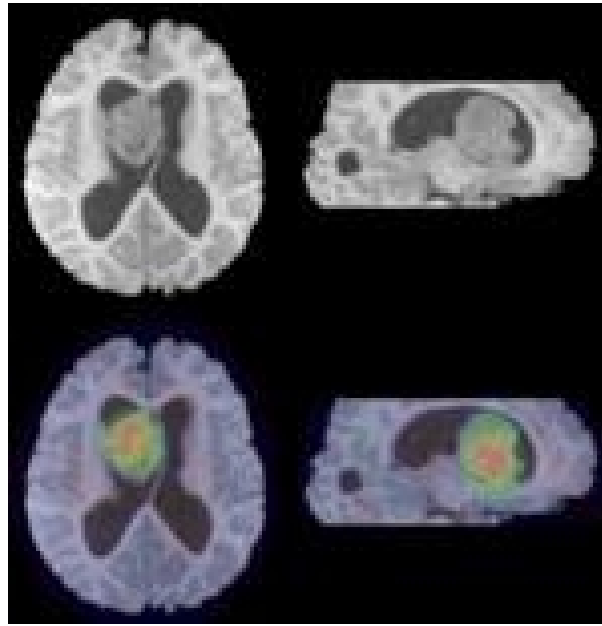


FIG. 1.13: Fusion d'une anatomique de type IRM_a avec une image fonctionnelle TEP. Provenance Image : CERMEP (Centre d'Exploitation et de Recherche Médicales par Émission de Positons, à Lyon).

1.2.3 Neurologie

Dans le cas d'études neurologiques, seules les analyses permettant d'accéder à une information sur la fonctionnalité ou le métabolisme sont pertinentes. Dans le cadre de compréhension de mécanismes cérébraux et de fonctionnalités cérébrales, l' IRM_f couplée à de l' IRM_a joue un rôle fondamental du fait des très bonnes résolutions sur image que ces techniques apportent. En revanche, dans le secteur de la compréhension ou de suivi de pathologies neurodégénérantes, une information sur le métabolisme cérébral est primordiale. Dans ce cas de figure, les techniques d'imagerie nucléaire et plus particulièrement la TEP, seront utilisées. Les sujets d'études sont nombreux, nous citerons seulement, à titre d'exemple, l'épilepsie et la maladie de Parkinson. L'image 1.14 vise à évaluer le métabolisme cérébral en glucose par TEP après injection de FDG chez des sujets épileptiques de différents âges. Par le biais d'analyses des asymétries dans le métabolisme cérébral en glucose, on peut effectuer un bilan pré-chirurgical pour des épilepsies partielles résistant aux traitements thérapeutiques [Ryvlin ; 1995]. Un sujet sain devant présenter une symétrie droite/gauche et antérieure/postérieure des fixations.

Pour ce qui est de la maladie de Parkinson, l'étude du métabolisme par TEP permet d'évaluer les circuits de neurotransmission directement ou indirectement atteints par la maladie ainsi que les circuits fonctionnels qu'elle perturbe au cours de son évolution. Ces études permettent également le suivi thérapeutique de la maladie. On sait que le syndrome moteur caractéristique de la maladie de Parkinson est dû à la dégénérescence progressive de la voie dopaminergique qui connecte la substance noire au striatum. Au cours de la maladie, les neurones dopaminergiques situés dans la substance noire dégèrent entraînant progressivement une déconcentration en dopamine du striatum. Les premiers symptômes moteurs apparaissent lorsque la concentration

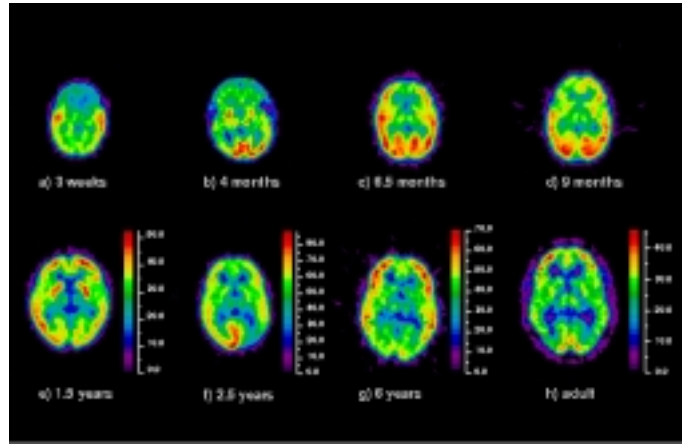


FIG. 1.14: Études des assymétries de métabolisme en glucose par TEP au ^{18}F – $[\text{FDG}]$ chez des sujets épileptiques dont l'âge varie entre 3 semaines et l'âge adulte. Provenance Image : CERMEP.

du striatum en dopamine a chuté de 80 %. L'exemple de l'image 1.15 permet d'évaluer le taux de liaisons du ^{11}C Raclopride (transporteur de dopamine marqué au ^{11}C) aux récepteurs dopaminergiques D_2 présents dans le striatum. Après quantification de ce taux de liaison, il est possible de faire une évaluation qualitative d'un traitement pharmaceutique donné sur une pathologie de type Parkinson [Dentresangle ; 1999].

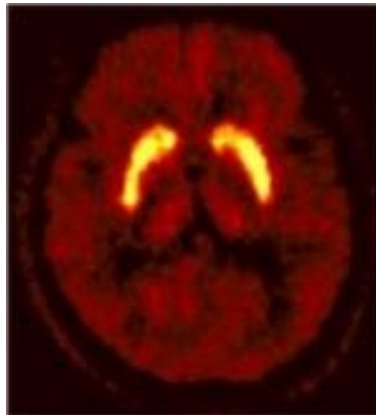


FIG. 1.15: Visualisation des récepteurs dopaminergiques cérébraux de type D_2 dans les lobes du striatum, par TEP, dans l'étude de la maladie de Parkinson. Provenance Image : CERMEP.

1.2.4 Cancérologie et oncologie

La détection de tumeurs se fait classiquement par des techniques d'imagerie morphologique comme le scanner X ou l' IRM_a . Une bonne résolution sur l'image permet de déterminer avec précision les protocoles opératoires. Ce type d'imagerie permet également de suivre l'évolution volumétrique de la tumeur tout au long d'une radiothérapie ou chimiothérapie. En revanche,

ces techniques ne permettent pas un suivi métabolique. Les cellules cancéreuses ont une activité métabolique particulière impliquant une forte consommation de glucose (métabolisme anaérobie). Le *FDG* permet de mimer le glucose biologique : il est internalisé dans les cellules cérébrales, puis phosphorylé. Grâce à cette nouvelle conformation, il ne sera pas dégradé par les voies métaboliques spécifiques du glucose. Il se trouve ainsi piégé et du fait de l'émission β^+ du ^{18}F , une imagerie par TEP est possible afin de quantifier le métabolisme en glucose de la zone ciblée. Ceci permet d'une part la détection de tumeurs et métastases par l'utilisation de TEP "corps entier" (Image 1.16) et d'autre part le suivi des protocoles de traitement. En couplant l'étude du métabolisme en glucose avec l'étude du métabolisme en protéine par une TEP au $[^{11}\text{C}]$ -méthyl-méthionine (MET), il est possible d'évaluer les réponses aux traitements de tumeurs cérébrales et ceci indépendamment de leurs modifications volumiques, ceci permettant de déterminer la réponse aux traitements sans attendre une modification tardive de la taille des lésions [Nony ; 2000]. Il est également possible de faire une identification précoce des récidives après traitement par chirurgie ou par radiothérapie.

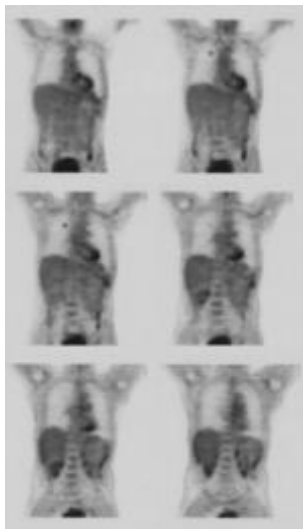


FIG. 1.16: TEP "corps entier" au $[^{18}\text{F}]$ FDG. Provenance Image : CERMEP.

1.2.5 Problématiques spécifiques à l'étude du petit animal

L'imagerie *In-Vivo* non invasive, chez le petit animal, permet, dans le cadre de protocoles de recherche, d'essayer de comprendre un certain nombre de pathologies, de tester des procédures thérapeutiques et d'augmenter la taille des populations étudiées afin de valider un certain nombre de modèles neurologiques. Les domaines classiques d'étude sur le petit animal sont, bien sûr, liées aux pathologies humaines :

- connaissance des paramètres biochimiques pouvant intervenir dans les phénomènes de neurodégénérescences ;
- cancérologie et oncologie ;
- étude d'organes vitaux, cardiologie.

Les études cérébrales, sur petits animaux, visant à corrélér des informations moléculaires (comme les sites de fixation) à l'aspect macroscopique de la fonction ou de pathologies étudiées, représentent un secteur de recherche où la tomographie par émission (de photons ou de positons) est un outil adapté. Comme le montrent les images 1.17 et 1.18, la TEP est actuellement une technique qui permet également d'étudier la fonctionnalité d'organes spécifiques ainsi que les mécanismes et traitements associés dans le domaine de la cancérologie corps entier.



FIG. 1.17: *Métastases osseuses sur souris atteintes d'un cancer de la prostate. Provenance Image : Concorde MicroSystem.*

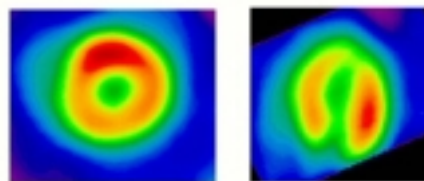


FIG. 1.18: *Évaluation de la fonction contractile sur coeur de rat. Provenance Image : Concorde MicroSystem.*

L'image 1.17 d'une souris est obtenue par TEP corps entier sur un tomographe dédié à l'imagerie du petit animal [Chatz. ; 1999]. Elle permet de mettre en évidence le développement de métastases osseuses issues d'un cancer de la prostate. Cette image requiert une injection de $[^{18}\text{F}]\text{FDG}$ de 1,0 mCi pour environ 20 minutes d'acquisition. L'image 1.18 d'un coeur de rat est obtenue sur le même tomographe après une injection de 2,0 mCi de $[^{18}\text{F}]\text{FDG}$ et 30 minutes d'acquisition. Il est à noter que le diamètre du coeur est de l'ordre du centimètre. L'utilisation de

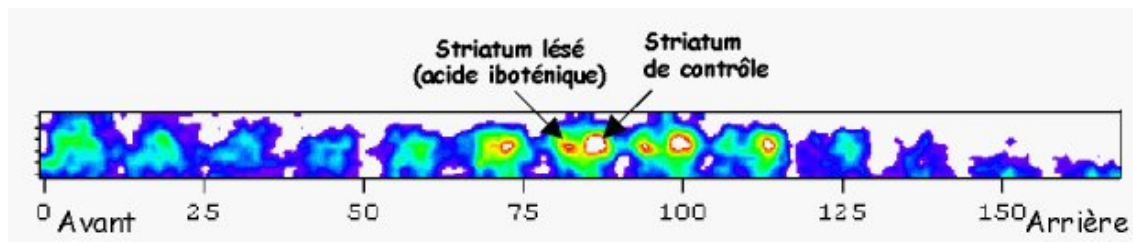


FIG. 1.19: *Etude quantitative d'un striatum de rat lésé marqué avec de l' ^{123}I -épidépride. Provenance Image : IPN Orsay.*

la TEMP dans le cadre de l'imagerie du petit animal permet également l'investigation *in vivo* de paramètres moléculaires. L'image 1.19 est obtenue par le système TOHR (TOMographe Haute Résolution) développé à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay [Ploux ; 1997]. La production d'une telle image permet l'étude quantitative de la radioactivité fixée sur la zone d'intérêt. Il

1.2 Études fonctionnelles et métaboliques

s'agit ici de l'étude d'un striatum de rat. Les mesures en fonction du temps, qui montrent une différence de fixation du marqueur (^{123}I -épidépride) entre le striatum sain et lésé, permettent une analyse spécifique des pathologies neurodégénératrices en quantifiant la dégénérescence et l'action des traitements pharmacologiques.

Les techniques instrumentales et les performances associées dans le cadre de l'imagerie TEP du petit animal, sont discutées dans le chapitre 2 de ce manuscrit.

Chapitre 2

La Tomographie à Emission de Positons (TEP)

Comme il le fût souligné dans le précédent chapitre, la tomographie à émission de positons (TEP), est une technique qui utilise comme traceurs des émetteurs radioactifs β^+ . L'intérêt d'utiliser des émetteurs de positons en médecine nucléaire est connu depuis plusieurs décennies. L'imagerie de la distribution de ce type de traceurs est rendue possible grâce aux techniques d'imagerie tomographique (chapitre 3) appliquées aux données issues de la détection en coïncidence des 2 photons émis dans l'annihilation des positons. Dans ce chapitre, nous aborderons les principes de la TEP. Puis nous évoquerons ses limitations pouvant altérer l'analyse quantitative de l'image. Nous terminerons ce chapitre sur une évaluation des critères de performance d'un système TEP puis, par un état de l'art sur les performances des TEP "corps entier" ainsi que ceux dédiés à l'imagerie du petit animal (μ TEP).

2.1 Les principes de la TEP

On distinguera six étapes différentes en TEP, permettant d'accéder à une image tomographique reconstruite de la distribution du traceur injecté. On se propose de développer ces étapes, allant de la production de l'émetteur β^+ , à la reconstruction de l'image.

2.1.1 La production d'isotopes

Les principaux noyaux utilisés en TEP sont :

- ^{11}C , ^{15}O , et ^{13}N trois isotopes des quatre atomes fondamentaux constituant la matière vivante (carbone, hydrogène, oxygène et azote) ;
- des halogènes comme le ^{18}F ou le ^{76}Br qui peuvent être incorporés aux molécules sans altérer leurs propriétés biologiques.

Ces isotopes sont produits sur des accélérateurs de type cyclotron. Les énergies et les intensités nécessaires à l'usage médical sont faibles par rapport aux besoins de la physique des hautes énergies, ce qui permet de limiter la taille des cyclotrons et d'avoir ainsi des machines spécifiquement dédiées à la médecine nucléaire. Pour la production des isotopes précédemment cités, l'intensité des faisceaux (deutons ou protons) est comprise entre $50 \mu\text{A}$ et $70 \mu\text{A}$ pour des

2.1 Les principes de la TEP

énergies allant de 8 MeV à 16 MeV. Toutes les machines actuelles accélèrent des ions négatifs, limitant ainsi l'activation interne et permettant la séparation en deux du faisceau accéléré afin de bombarder simultanément deux cibles différentes. Le tableau 2.1 indique les réactions de production pour les principaux isotopes utilisés en TEP.

Radioélément	Elément cible	Energie et type de la particule incidente	Réaction de production	Période du radioélément
^{11}C	CO_2	p-16 MeV p-16 MeV	$^{11}\text{B}(\text{p},\text{n})^{11}\text{C}$ $^{12}\text{C}(\text{p},\text{d})^{11}\text{C}$	20 mn
^{13}N	H_2O $^{14}\text{N}_2$	p-16 MeV p-16 MeV	$^{16}\text{O}(\text{p},\alpha)^{13}\text{N}$ $^{14}\text{N}(\text{p},\text{pn})^{13}\text{N}$	10 mn
^{15}O	H_2O $^{15}\text{N}_2$	p-16 MeV p-16 MeV	$^{16}\text{O}(\text{p},\text{pn})^{15}\text{O}$ $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$	2 mn
^{18}F	^{20}Ne H_2^{18}O	d-8 MeV p-16 MeV	$^{20}\text{Ne}(\text{d},\alpha)^{18}\text{F}$ $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$	1,9 h

TAB. 2.1: Exemples de quelques réactions classiques de production de radioisotopes.

Le ^{18}F est actuellement l'isotope le plus utilisé en TEP. Il permet de marquer le fluoro-déoxyglucose, 2- ^{18}F fluoro-2-déoxy-D-glucose (FDG) qui représente 90 % des radiopharmaceutiques utilisés en TEP. Nous allons donc porter une plus grande attention aux modes de production du ^{18}F .

La réaction $^{20}\text{Ne}(\text{d},\alpha)^{18}\text{F}$ fournit du fluor ^{18}F . Une irradiation d'une heure par un faisceau de deutons de 8 MeV et 20 μA d'intensité, permet d'obtenir environ 200 mCi de ^{18}F .

Pour la réaction $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$ la cible utilisée est constituée d'eau enrichie en oxygène 18. Le fluor obtenu est sous forme fluorure ^{18}F , il est récupéré par piégage sur une résine échangeuse d'ions. Une irradiation d'une heure par des protons de 16 MeV et 20 μA d'intensité, permet de produire au moins 1 Ci de ^{18}F . Cette réaction est la plus utilisée actuellement.

2.1.2 La radiosynthèse

La radiosynthèse en TEP constitue la deuxième étape du processus conduisant à l'image. De façon générale, elle permet le marquage d'un composé biologique par un isotope émetteur β^+ .

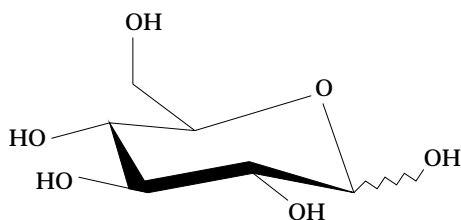


FIG. 2.1: Molécule de D-Glucose.

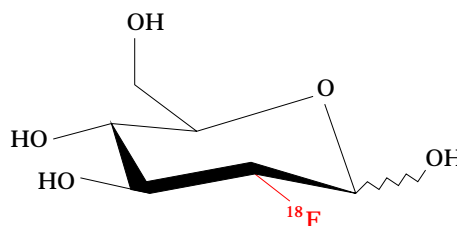


FIG. 2.2: Molécule de 2- ^{18}F Fluoro-2-Déoxy-D-Glucose.

Dans le cadre du [^{18}F]FDG, les différentes radiosynthèses visent à introduire l'atome de fluor radioactif sur un carbone de la molécule. Pour ne pas interférer avec la synthèse, les groupes hydroxyles des autres positions seront masqués et protégés par un groupe acétyle, cette opération étant classique et parfaitement maîtrisée en chimie des sucres [Le Bars ; 1998].

2.1.3 Injection du traceur et "fixation" sur les zones cibles

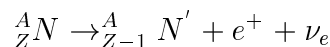
La troisième étape va consister à injecter le radiopharmaceutique. L'opération s'effectue par voie veineuse à l'aide d'une seringue. Pour la plupart des radiopharmaceutiques, la préparation injectable peut contenir quelques % d'éthanol et est injectée sous un volume de 20 à 30 ml. Dans le cas d'une injection de FDG, le volume d'injection sera compris entre 1 et 5 ml. Dans le cas d'un examen corps entier au FDG, la dose injectée sera typiquement de 3 MBq/kg et sera réduite à 1,5 MBq/kg pour des examens neurologiques ou cardiologiques. Tenant compte de la physiologie du FDG, l'acquisition (sur l'homme) est effectuée 45 à 60 minutes après l'injection [Foehrenbach ; 1998]. Signalons qu'historiquement le FDG fut développé pour des applications en chimiothérapie qui ne donnèrent pas grande satisfaction. A haute dose il s'avère que le FDG est un poison.

2.1.4 Processus physiques d'émission du signal TEP

L'ensemble des processus physiques allant de l'émission β^+ jusqu'à l'annihilation électron - positon conduisant à la production de deux photons γ , constituent la quatrième phase de l'imagerie par TEP.

Emission β^+

Les émetteurs de positons ont un excès de protons par rapport à la vallée de stabilité des noyaux. La désintégration et l'émission β^+ s'opère de la manière suivante par le biais de l'interaction faible :



Les spectres d'émission β^+ sont continus. Le tableau 2.2 présente les caractéristiques principales des spectres de désintégration des isotopes utilisés en TEP [Townsend ; 1993].

Radioélément	Energie maximale	Energie la plus probable
^{11}C	0,959 MeV	0,326 MeV
^{13}N	1,197 MeV	0,432 MeV
^{15}O	1,738 MeV	0,696 MeV
^{18}F	0,633 MeV	0,202 MeV

TAB. 2.2: Caractéristiques des spectres de décroissance β^+ pour les principaux radioisotopes utilisés en TEP.

2.1 Les principes de la TEP

Thermalisation du β^+

Dans cette gamme d'énergie, la perte d'énergie des positons dans la matière, se fait exclusivement par ionisation et excitation. Les positons peuvent interagir avec des structures atomiques de masses beaucoup plus grandes entraînant ainsi une forte déviation pour une faible perte d'énergie. Il en résulte que la trajectoire des positons est une succession de petits tronçons dont les angles de déviation peuvent être très importants. La distance de vol des positons dans la matière est donc toujours très inférieure à la longueur de sa trajectoire. Le calcul de l'énergie perdue (éq. 2.1) lors des interactions positons - électrons a été fait par Möller.

$$\left[\frac{dE}{dx} \right]_{coll} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} N Z \left[2 \ln \left(\frac{2m_e c^2}{I} \right) + 3 \ln \gamma - 1,95 \right] \quad (2.1)$$

avec :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{v}{c}$$

Au regard des énergies de positons considérées en TEP, les pertes d'énergie par rayonnement de freinage, $(dE/dx)_{rad}$, sont négligeables. Le pouvoir linéique total d'arrêt s'exprime donc de la manière suivante :

$$\frac{dE}{dx} = \left[\frac{dE}{dx} \right]_{coll}$$

Dans l'approximation de ralentissement continu, le parcours total du positon dans la matière, sera donné par l'expression suivante :

$$L = \int dx = \int \left[\frac{dE}{dx} \right]^{-1} . dE$$

La distance de vol du positon, est quant à elle définie par la distance parcourue en ligne droite depuis le point d'émission. Comme nous l'avons déjà souligné précédemment, le vol d'un β^+ en TEP sera bien inférieur à sa longueur de trajectoire [Townsend ; 1993].

Radioélément	Parcours total (max.)	Distance de vol β^+ (FWHM)	Distance de vol β^+ (FWTM)
^{11}C	5,0 mm	1,1 mm	2,2 mm
^{13}N	5,4 mm	1,4 mm	2,8 mm
^{15}O	8,2 mm	1,5 mm	3,6 mm
^{18}F	2,4 mm	1,0 mm	1,8 mm

TAB. 2.3: *Parcours et longueurs de trajectoire dans l'eau pour les principaux radioisotopes utilisés en TEP.*

Réaction $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Lorsque le positon est thermalisé, c'est à dire lorsqu'il a perdu toute son énergie cinétique par collisions multiples dans la matière, il va s'annihiler avec un électron des structures atomiques environnantes. Dans le repère du centre de masse des deux particules, l'annihilation se produit comme sur la figure 2.3 : deux photons γ de 511 keV chacun sont émis à 180 degrés l'un de l'autre ; ceci pour des raisons simples de conservation de l'énergie totale et de l'impulsion dans le repère du centre de masse.

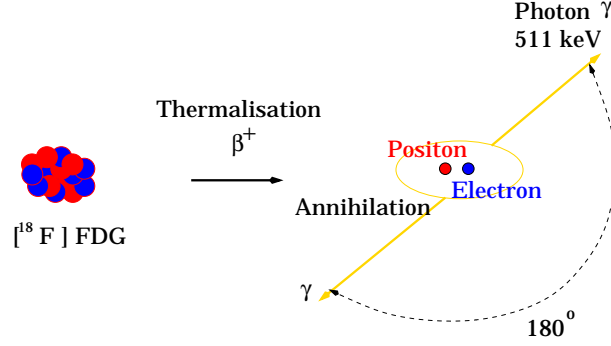


FIG. 2.3: Emission β^+ , thermalisation, annihilation e^+e^- et génération des deux γ d'annihilation.

Cependant, dans le repère du laboratoire, une acolinéarité dans l'émission des deux γ va se créer due au fait que les composantes perpendiculaires, p_x et p_y du moment relatif \vec{p} de la paire électron - positon ne sont pas nulles [Iwata ; 1997]. Le moment relatif \vec{p} provient du mouvement orbital des électrons du cortège atomique. Comme le montre la figure 2.4, la déviation angulaire s'exprime par $\theta = (\theta_x^2 + \theta_y^2)^{1/2}$ avec, dans le cas ou $p_x, p_y \ll m_0c$:

$$\theta_x \simeq \frac{p_x}{m_0c} \quad \text{et} \quad \theta_y \simeq \frac{p_y}{m_0c}$$

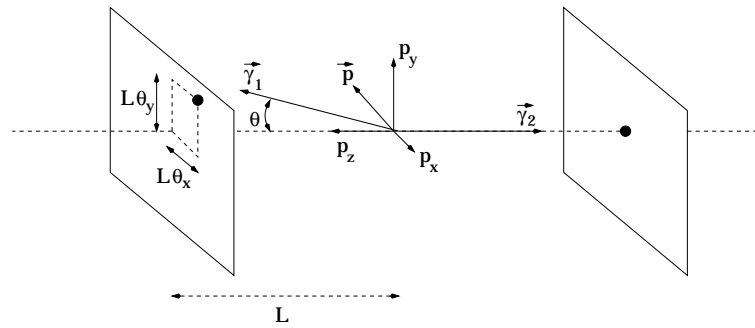


FIG. 2.4: Principe de l'acolinéarité entre les 2 γ d'annihilation.

L'existence d'une composante longitudinale, p_z , de ce moment \vec{p} , va engendrer un décalage en énergie ΔE dont l'expression sera :

$$\Delta E = \frac{p_z}{2m_0c} E_0 = \frac{cp_z}{2}$$

Lorsque E_0 est l'énergie de masse de l'électron.

Dans le cadre de la TEP, l'annihilation e^+e^- se produit dans les tissus. Nous pouvons approximer convenablement ce qui se passe à ce niveau en supposant que l'annihilation se produit dans l'eau. Dans ce cas, la distribution d'acolinéarité entre les 2 γ est une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 0,5 degré [Colombino ; 1965]. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que cet effet à une incidence directe sur la résolution spatiale des systèmes TEP.

2.1.5 Détection des 2 γ en coïncidence

En TEP, l'enregistrement d'un événement correspond à la détection simultanée (détection en coïncidence) des deux photons γ d'annihilation. Il s'agit là de la cinquième étape du processus conduisant à une image TEP.

Interaction des γ dans le détecteur

La détection des γ d'annihilation se fera principalement par l'intermédiaire de scintillateurs couplés à des PMT (cf. 2.4.1).

Rappelons que l'énergie des γ à détecter est de 511 keV. A ce niveau d'énergie, les processus électromagnétiques qui régissent les interactions γ /matière sont :

- l'effet photoélectrique ;
- la diffusion inélastique ou effet Compton ;
- la diffusion élastique ou effet Rayleigh.

La section efficace totale d'atténuation d'un γ de 511 keV dans la matière sera :

$$\sigma_{totale} = \sigma_{ph.} + \sigma_{Compton} + \sigma_{Rayleigh}$$

En ce qui concerne l'effet photoélectrique, on rappelle qu'il s'agit de l'absorption d'un photon incident par un atome qui va réémettre un électron dont l'énergie cinétique sera :

$$\frac{1}{2}m_e v^2 = h\nu_0 - I$$

I étant l'énergie de liaison de l'électron à l'atome. Si l'on pose $\epsilon = E_\gamma/m_e c^2$, pour des énergies de liaisons de couches atomiques profondes (K ou L) et pour $\epsilon = 1$ (cas de figure qui nous intéresse en TEP), alors la section efficace d'interaction photoélectrique, dans l'approximation de Born non relativiste, est donnée par :

$$\sigma_{ph} = \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} Z^5 \alpha^4 \frac{r_e^2}{\epsilon^{7/2}}$$

α étant la constante de structure fine et r_e le rayon classique de l'électron. On notera l'intérêt d'avoir un milieu actif de détection dont le Z est élevé afin de maximiser la section efficace photoélectrique qui varie en Z^5 pour des énergies incidentes de γ égales à 511 keV. Pour des énergies plus faibles, lorsque ϵ est assez inférieur à 1, la section efficace varie en Z^4 .

La diffusion Compton, quant à elle, exprime la diffusion, avec perte d'énergie, d'un γ incident sur un électron du cortège atomique. Après la collision, le photon part avec un angle de diffusion φ en communiquant une énergie de recul à l'électron (figure 7.25). La relation entre la longueur d'onde λ_0 du photon incident et la longueur d'onde λ du photon diffusé est :

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \varphi)$$

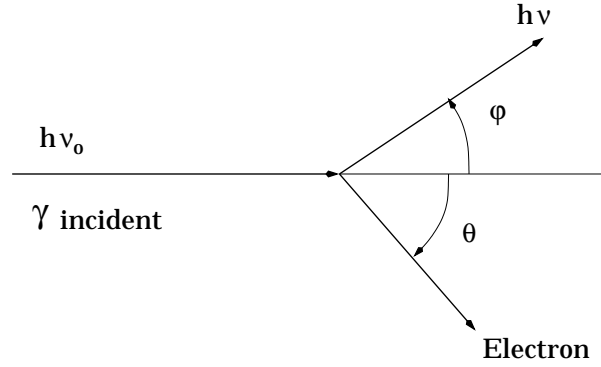


FIG. 2.5: Principe de la diffusion Compton.

La section efficace de diffusion Compton, d'un photon sur un électron, est donnée par la formule de Klein et Nishina :

$$\sigma_c^e = 2\pi r_e^2 \left[\frac{1+\epsilon}{\epsilon^2} \left(\frac{2(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1+2\epsilon) \right) + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+2\epsilon)^2} \right]$$

Cette section efficace de diffusion Compton d'un photon sur un atome sera donc :

$$\sigma_c^{atome} = Z \cdot \sigma_c^e$$

Nous verrons (cf. 2.4), que la diffusion Compton est un effet pénalisant pour la résolution spatiale des systèmes de détection en TEP. La section efficace variant en Z , la diffusion Compton prendra de l'importance, au regard de l'effet photoélectrique, pour des milieux à faible Z . Vouloir minimiser la diffusion Compton au profit de l'effet photoélectrique, revient à utiliser, comme milieu de détection, un matériau à Z élevé.

La dernière interaction électromagnétique possible dans notre cas de figures, concerne la diffusion Rayleigh. Il s'agit de la diffusion, sur un électron fortement lié, d'un photon de basse énergie. Le transfert d'énergie du photon à l'atome est alors considéré comme négligeable : le photon est diffusé sans perte d'énergie. Pour des photons d'énergie inférieure à 100 keV interagissant dans des milieux dont le Z est supérieur à 50, la proportion de diffusion Rayleigh dans la section efficace totale ne dépasse jamais les 15 à 20 %.

Mise en coïncidence des détecteurs

Le principe de ce mode de détection (figure 2.6) consiste à placer un circuit de coïncidence entre deux détecteurs en vis-à-vis qui n'autorise l'enregistrement d'un événement que si les deux photons sont détectés dans un intervalle de temps d'environ 10 à 20 ns (fenêtre de coïncidence). Dans un cas idéal, seuls les positons situés entre les deux détecteurs peuvent contribuer au comptage. Le volume élémentaire défini entre les deux détecteurs, appelé ligne de réponse

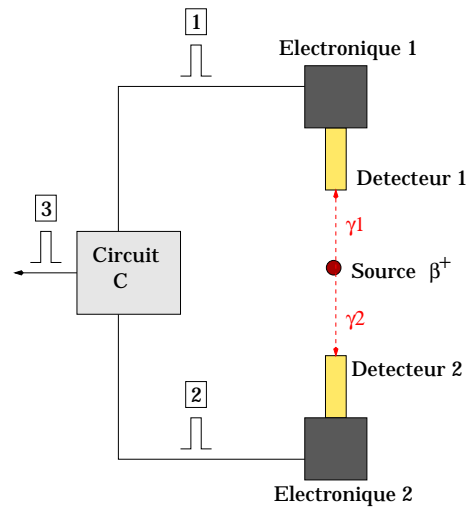


FIG. 2.6: Schéma d'un dispositif de détection en coïncidence. Le signal détecté par les deux détecteurs est amplifié et mis en forme pour donner les impulsions 1 et 2. Le circuit de coïncidence ne délivrera l'impulsion de sortie 3 que si les impulsions 1 et 2 lui parviennent dans l'intervalle en temps défini par la fenêtre de coïncidence.

(Line Of Response : LOR), va déterminer la direction de l'émission γ : c'est ce qu'on appelle une collimation électronique.

Afin de maximiser le nombre d'événements détectés, l'idée est de former une couronne de détecteurs individuels autour de l'objet à imager. Plus le nombre de couronnes sera important, plus l'efficacité (la sensibilité) de détection sera grande. Toutes les paires de détecteurs définissant une ligne de réponse interceptant le champ de vue, seront mises en coïncidence (figure 2.7).

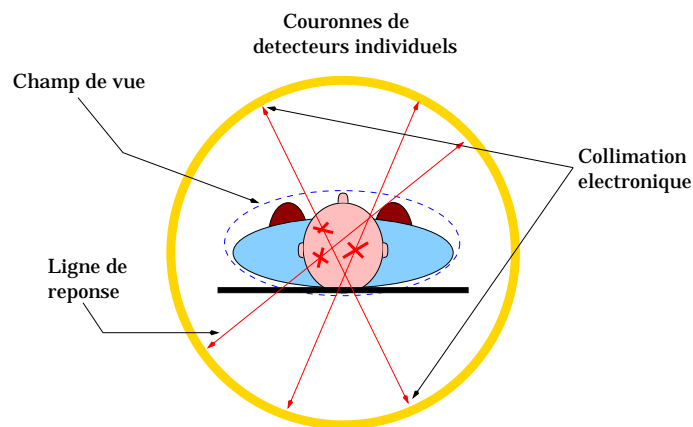


FIG. 2.7: Principe de détection en coïncidence appliqué à la tomographie à émission de positons.

2.1.6 Reconstruction d'image

Sixième et dernière étape du processus de TEP, le cumul des données intégrées dans les lignes de réponse permet, via la reconstruction tomographique, de visualiser la distribution du radiopharmaceutique dans l'organe exploré. Cette visualisation se faisant par l'intermédiaire de coupes planaires reconstruites, l'ensemble des coupes définissant le volume de l'organe. Les techniques de reconstruction tomographique en partant de lignes de réponses, seront détaillées dans le troisième chapitre de ce manuscrit.

2.2 Limites intrinsèques d'un système à émission de positons et corrections à apporter

Nous allons discuter dans cette partie des facteurs intervenant en TEP et limitant, d'une part l'analyse qualitative de l'image reconstruite et d'autre part l'analyse quantitative.

2.2.1 Erreurs sur l'analyse qualitative de l'image

L'observable directe en imagerie médicale pour une analyse qualitative est, bien sur, la résolution sur image. La résolution spatiale sur image dépend des performances du détecteur et de la qualité des algorithmes de reconstruction utilisés. Mais au delà de ça, les systèmes TEP sont limités en résolution spatiale par deux facteurs théoriques, reliés au β^+ :

- la distance de vol du β^+ dans les tissus avant l'annihilation ;
- l'acolinéarité entre les deux photons γ d'annihilation.

Distance de vol du β^+

Initialement, l'information recherchée correspond au point d'émission du β^+ . Or, l'observable signant l'existence de ce β^+ nous est fournie au moment de l'annihilation e^+e^- . Comme nous l'avons vu précédemment, l'annihilation se produit après thermalisation du β^+ introduisant de fait une longueur de trajectoire non nulle du positon dans les tissus. Le paramètre contraignant la résolution spatiale sera non pas la longueur de trajectoire mais le vol du positon, qui, dans le meilleur des cas, sera de l'ordre du millimètre ($R_{positon}$: tableau 2.3).

acolinéarité $\gamma\gamma$

Nous avons également vu précédemment qu'il n'était pas exact de considérer que l'émission des deux photons γ d'annihilation se faisait exactement à 180 degrés. Comme l'illustre la figure 2.8, l'angle d'acolinéarité engendre un biais dans la reconstruction de la ligne de réponse. Cette erreur s'exprime comme une distance δ entre la zone d'annihilation et la zone reconstruite. Nous avons vu que dans l'eau, la valeur de l'angle d'acolinéarité entre les deux photons suit une distribution gaussienne centrée sur zéro dont la largeur à mi-hauteur (fwhm) est de 0,5 degré. En conséquence, l'erreur commise δ sera directement proportionnelle à la distance, D , entre les détecteurs et s'exprimera de la façon suivante :

$$\delta = \frac{D}{2} \cdot \sin(\theta') = \frac{D}{2} \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

2.2 Limites intrinsèques de la TEP

Donc typiquement, pour un détecteur cylindrique d'un mètre de diamètre, l'erreur commise sera d'environ 2 mm.

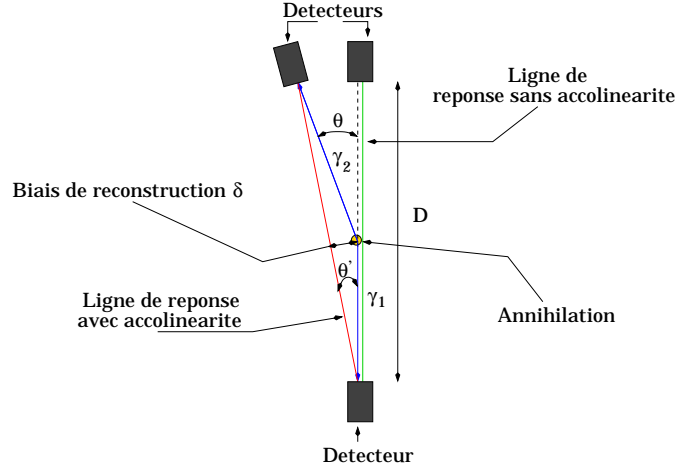


FIG. 2.8: *Biais de reconstruction de la ligne de réponse du fait de l'acolinéarité des deux γ d'annihilation.*

On peut ainsi estimer analytiquement les limites intrinsèques en résolution imposée par ces deux phénomènes physiques. La résolution minimale, R_{min} , s'exprimant comme la somme quadratique des erreurs engendrées par le vol β^+ et par l'acolinéarité.

$$R_{min} = \delta \otimes R_{positon}$$

Pour une imagerie TEP au *FDG* avec une caméra d'un mètre de diamètre, la résolution intrinsèque minimale sera donc de 2,4 mm. Si on utilise un détecteur dédié à l'imagerie du petit animal dont le diamètre de caméra est de l'ordre de 15 cm, alors cette résolution intrinsèque minimale sera de 1 mm environ. Nous percevons maintenant en quoi ces deux effets intrinsèques à la TEP représentent des contraintes quant à la résolution spatiale de ce type d'imagerie.

2.2.2 Erreurs sur la quantification

Attachons nous maintenant aux phénomènes pénalisant la quantification de l'image. C'est à dire l'analyse des coupes reconstruites où chaque pixel de l'image représente la concentration absolue d'activité dans la région anatomique observée.

Coïncidences diffusées et fortuites

Comme l'illustre la figure 2.9, il existe plusieurs type de coïncidences. Une coïncidence vraie représente une paire de photons γ issue de la même annihilation et n'ayant subi aucune

perturbation entre l'annihilation et la détection. Ce type d'événements correspond à l'événement idéal en TEP.

Les coïncidences qui vont perturber la qualité des données sont les coïncidences fortuites et diffusées. Les diffusées correspondent à des événements où au moins un des deux γ d'annihilation subit une ou plusieurs diffusions Compton dans la matière, alors que les coïncidences fortuites sont des événements issus de 2 décroissances β^+ différentes qui arrivent fortuitement dans la même fenêtre de coïncidence, τ , dans les détecteurs.

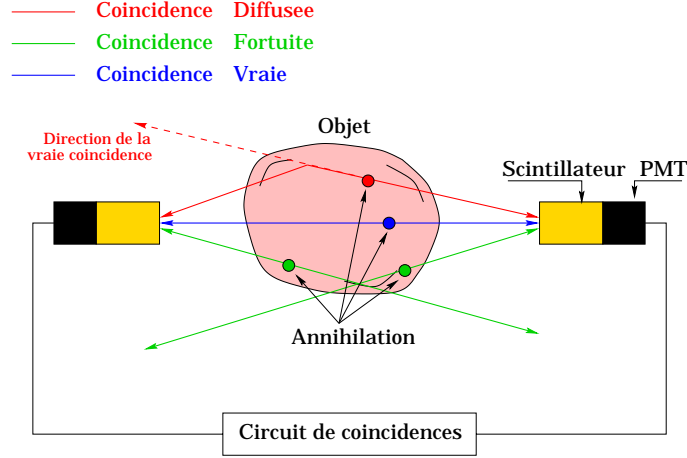


FIG. 2.9: 3 types de coïncidences peuvent être acceptés par une même paire de détecteurs : les coïncidences vraies, les fortuites et les diffusées.

Si A_0 est l'activité de la source, ϵ_i l'efficacité d'un détecteur i donné et Ω_i son angle solide de détection, alors le taux de comptage de ce détecteur est défini par :

$$N_i = A_0 \Omega_i \epsilon_i$$

Si l'on considère deux détecteurs en coïncidence dans une fenêtre en temps τ , alors le nombre de coïncidences fortuites sera donné par :

$$N_f = 2\tau N_1 N_2$$

Où N_1 et N_2 représentent respectivement les taux de comptage sur chacun des deux détecteurs. Le nombre de coïncidences vraies sera quant à lui :

$$N_v = A_0 \Omega_1 \epsilon_1 \Omega_2 \epsilon_2$$

Dans certains cas, le niveau de bruit introduit par les coïncidences fortuites pourra être du même ordre que celui du signal utile. La relation 2.2 montre qu'il conviendra de minimiser la fenêtre de coïncidence τ et/ou l'activité du traceur si l'on souhaite minimiser le taux de coïncidences fortuites.

$$\frac{N_f}{N_v} = \frac{2\tau \cdot A_0 \Omega_1 \epsilon_1 \cdot A_0 \Omega_2 \epsilon_2}{A_0 \Omega_1 \epsilon_1 \Omega_2 \epsilon_2} = 2\tau A_0 \quad (2.2)$$

2.2 Limites intrinsèques de la TEP

En ce qui concerne les corrections de la diffusion, plusieurs méthodes s'offrent à nous. La technique idéale serait de ne sélectionner que les photons laissant 511 keV dans le détecteur. Ces photons arrivent dans le détecteur sans avoir perdu d'énergie sur leur parcours, ce qui implique qu'ils n'ont pas subi de diffusion Compton. Le problème de cette technique provient d'une part de la résolution en énergie des détecteurs et d'autre part, que se concentrer uniquement sur l'acquisition des photons du photopic, réduit fortement la sensibilité du détecteur. Il existe un bon nombre de méthodes assez complexes pour soustraire ou déconvoluer les diffusées dans un lot de données. Toutes ont des limitations qui font que la correction de la diffusion en TEP est un domaine d'actives recherches. Nous ne détaillerons pas ces méthodes dans ce manuscrit, le lecteur pourra se référer aux diverses références, suivant la méthode qui l'intéresse :

- acquisition sur différentes fenêtres en énergie [Shao ; 1993] ;
- estimation analytique d'une fonction de diffusées et déconvolution de cette fonction sur le spectre d'acquisition brut [Prati ; 1993] ;
- estimation de la diffusion par simulation Monte Carlo et soustraction aux données complètes [Levin ; 1995].

Il est important de constater que les coïncidences fortuites et diffusées ont une incidence sur la qualité de l'analyse quantitative bien sur, puisqu'elles engendrent une erreur dans l'estimation de la concentration de traceur présente dans une zone d'analyse, mais également sur l'analyse qualitative puisqu'elles détériorent la résolution par l'apparition d'un flou sur l'image.

Phénomène d'atténuation des γ

Pour une activité donnée, la forme de l'objet imagé va influencer le comptage des événements en raison de l'atténuation des γ qui traversent la matière. L'activité mesurée décroît exponentiellement avec l'épaisseur et la nature des tissus traversés. C'est ce qu'on appelle classiquement le phénomène d'atténuation, il va être important d'en tenir compte et de le corriger si l'on souhaite augmenter la fiabilité de l'analyse quantitative.

En se référant à la figure 2.10, on définit P_1 et P_2 comme étant respectivement les probabilités que γ_1 et γ_2 soient détectés. On a ainsi :

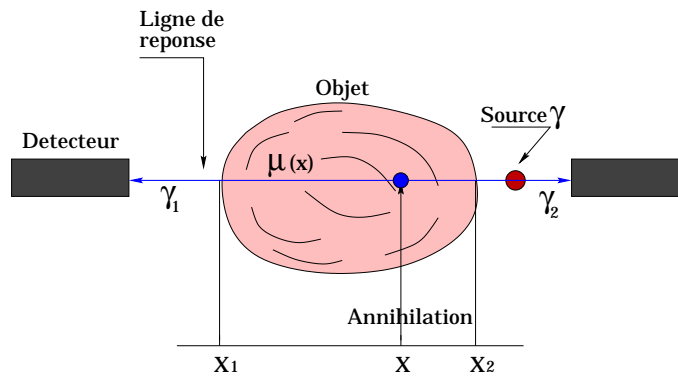


FIG. 2.10: La mesure des coïncidences en transmission à l'aide d'une source γ extérieure, permet d'établir les coefficients d'atténuation pour chaque ligne de réponse.

$$P_1 \propto \exp \left[\int_{x_1}^x \mu(x) dx \right] \quad \text{et} \quad P_2 \propto \exp \left[\int_x^{x_2} \mu(x) dx \right]$$

Ces probabilités étant statistiquement indépendantes, la probabilité, P , pour que γ_1 et γ_2 soient détectés en coïncidence est donnée par le produit de P_1 par P_2 :

$$P \propto \exp \left[\int_{x_1}^x \mu(x) dx \right] \cdot \exp \left[\int_x^{x_2} \mu(x) dx \right] = \exp \left[\int_{x_1}^{x_2} \mu(x) dx \right]$$

On constate donc que P ne dépend pas de la profondeur à laquelle s'est produite l'annihilation et l'émission des deux photons γ . Il suffit donc de connaître la valeur globale du coefficient d'atténuation $\mu(x)$ pour chaque ligne de réponse. Une des méthodes utilisées pour obtenir une cartographie complète des coefficients d'atténuation de l'objet imagé, est de faire une image en transmission. Pour cela, on utilise une source γ (^{137}Cs , 662 keV) que l'on fait tourner autour de l'objet, la comparaison des taux de comptages entre une acquisition en transmission source/objet et une acquisition avec juste la source et pas d'objet en transmission, nous permet de remonter aux coefficients d'atténuation de l'objet pour chaque ligne de réponse. Il est à noter que cette possibilité de corriger simplement le phénomène d'atténuation en TEP est un point de différence très important dans la mise en oeuvre de la quantification en TEP par rapport à la TESP où le phénomène d'atténuation est plus complexe à prendre en compte du fait que dans ce cas l'atténuation est dépendante de la profondeur de la source.

Effet de volume partiel

Cet effet est directement lié à la fonction de réponse impulsionnelle spatiale de la caméra TEP utilisée. La résolution va déterminer le volume élémentaire que le tomographe échantillonne : définition du voxel de résolution. On considère que la taille de la région d'analyse de l'objet imagé (définition de région d'intérêt sur l'image - ROI : Region Of interest) doit avoir au moins deux fois la taille de ce voxel pour que l'on soit capable de quantifier l'activité de cette ROI. Dans le cas contraire, l'activité émise par cette région est diluée dans le volume élémentaire de résolution et il en résulte une diminution de l'activité mesurée : c'est ce qu'on appelle l'effet de volume partiel. L'estimation de cet effet est déterminée sur fantôme afin de produire des courbes de coefficients de recouvrement pour les trois directions.

Normalisation et étalonnage du détecteur

Il s'agit ici de corriger les non-uniformités entre chaque détecteur constituant une caméra TEP. En effet, les détecteurs n'ayant pas tous la même efficacité, le comptage des événements pourra varier d'une ligne de réponse à une autre pour une activité constante. Il faudra donc renormaliser chaque ligne de réponse du tomographe afin que la réponse soit parfaitement uniforme sur l'intégralité du détecteur. Pour cela, on utilise généralement une source γ de ^{68}Ge que l'on va faire tourner dans le champ de vue de la caméra [Casey ; 1995]. Chaque ligne de réponse sera exposée durant le même temps d'acquisition, la carte d'activité fournie par les lignes de réponse à l'issue de cette acquisition, permettra de définir une table de correction des efficacités de chaque détecteur composant le tomographe. Les mesures de quantification en TEP vont

nécessiter une phase de calibration absolue du tomographe où il s'agira de mesurer l'activité d'une source homogène de concentration connue.

2.3 Critères de performance et d'évaluation d'un système TEP 2D/3D

Les critères que nous allons présenter et définir, sont les standards établis par la "Society of Nuclear Medicine" et la "US National Electrical Manufacturers Association" (SNM/NEMA) pour la tomographie à émission de positons. Ces critères ne sont valables que pour les TEP dédiés à l'homme puisque actuellement, il n'existe pas de standard de caractérisation pour l'imagerie TEP du petit animal.

Comme nous l'avons déjà souligné, les détecteurs qui constituent un tomographe, sont généralement disposés en cercle afin de définir un ensemble de couronnes de détection. Chaque couronne permettant d'acquérir et de reconstruire l'image d'une coupe. Si pour la reconstruction d'une coupe on utilise uniquement les lignes de réponse associées aux détecteurs qui définissent physiquement cette coupe, alors on parle d'acquisition et de reconstruction 2D. Depuis environ 10 ans, il est possible de mettre tous les détecteurs de toutes les couronnes en coïncidence afin d'utiliser, pour la reconstruction, des lignes de réponse non- perpendiculaires à l'axe du tomographe, on parle alors d'acquisition et de reconstruction 3D. Nous rentrerons plus amplement dans les détails de l'acquisition et de la reconstruction 2D/3D lors du troisième chapitre.

Les tomographes actuels, pour l'imagerie sur l'homme, offrent les deux modes d'acquisition. En mode 2D, les couronnes de détection sont séparées par des collimateurs en plomb ou en tungstène (Septa) qui sont rétractables lorsque l'acquisition se fait en mode 3D. Les tomographes dédiés à l'imagerie du petit animal se concentrent essentiellement sur une acquisition/reconstruction de type 3D.

2.3.1 Fraction de diffusées 2D/3D

La calcul de la fraction de diffusées permet d'évaluer la proportion de coïncidences diffusées par rapport à la totalité des coïncidences acquises.

Le fantôme utilisé pour déterminer ce paramètre est un cylindre d'eau de 20 cm de long et 20 cm de diamètre dans lequel sont placés trois capillaires de ^{18}F respectivement au centre, à 4 cm et à 8 cm dans la direction transaxiale du tomographe (figure 2.11).

L'acquisition des événements se fait dans un champ de vue transaxial de 24 cm de diamètre. Après avoir évalué les fractions de diffusées au centre (SF_{r_0}), à 4cm (SF_{r_4}) et à 8 cm (SF_{r_8}), le calcul de la fraction de diffusées totale SF_{totale} se fait de la manière suivante :

$$SF_{totale} = \frac{1}{24} \cdot [SF_{r_0} + 8 \cdot SF_{r_4} + 16 \cdot SF_{r_8}]$$

Les ordres de grandeurs à retenir sont les suivants : pour un système TEP dédié à l'homme, la fraction de diffusées est de l'ordre de 35 % pour une acquisition 3D, elle ne sera que de 15 % pour une acquisition 2D. Sur un objet dont le volume est proche de celui d'une souris, la fraction de diffusées sera d'environ 20 % en mode d'acquisition 3D.

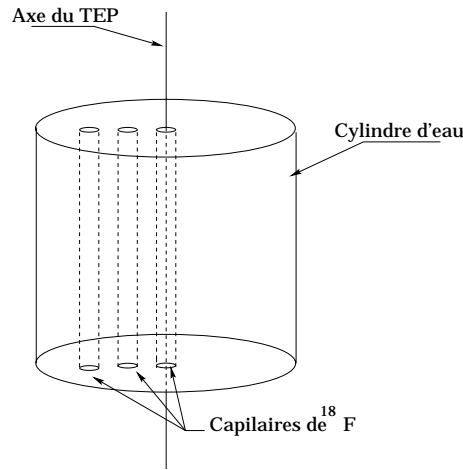


FIG. 2.11: *Fantôme utilisé pour l'évaluation de la fraction de diffusées, le diamètre des capillaires est généralement de 2 mm.*

2.3.2 Sensibilité 2D/3D

Il s'agit du nombre d'événements détectés par seconde pour une concentration radioactive donnée. La sensibilité du tomographe va donc commander la statistique de comptage. C'est un paramètre complexe à déterminer car, pour une caméra donnée, il dépend de la géométrie des sources ainsi que de celle du milieu atténuant (un patient ne possède pas spécifiquement une géométrie standard.....).

Dans le protocole NEMA, elle est évaluée à géométrie fixe. Pour se faire, le fantôme utilisé est un cylindre d'eau de 20 cm de long et 20 cm de diamètre. L'isotope utilisé est du ^{18}F , uniformément réparti dans le cylindre d'eau avec une concentration de 3,7 kBq/ml. Cette activité, relativement faible, permet de minimiser le temps mort dans le comptage du détecteur, ainsi que les coïncidences fortuites.

La sensibilité d'un tomographe va s'exprimer en cps/Bq/ml ou en % et elle représentera le nombre de coïncidences acquises avec application d'une correction de diffusées. Elle se résume par l'expression suivante :

$$S_{ensi} = \frac{N_{\text{coïnc}}}{N_{\beta+}} \cdot (1 - SF_{\text{totale}})$$

La différence entre les modes 2D et 3D est très importante à ce niveau et c'est une des principales valeurs ajoutées de l'acquisition 3D. Typiquement, les sensibilités en 2D sont de l'ordre de 5 cps/Bq/ml ($\simeq 0,13\%$) alors qu'en 3D, la valeur monte vers 30 cps/Bq/ml ($\simeq 0,8\%$), ceci pour des caméras hautes performances utilisées actuellement sur l'homme.

2.3.3 Résolution sur image

La résolution sur image, ou résolution spatiale, est un paramètre fondamental dans l'analyse qualitative. Elle dépend, comme nous l'avons vu, du parcours du positon, donc de l'isotope

utilisé, de l'acolinéarité entre les deux photons γ , donc du diamètre du tomographe, puis de la résolution intrinsèque des détecteurs et des algorithmes de reconstruction utilisés.

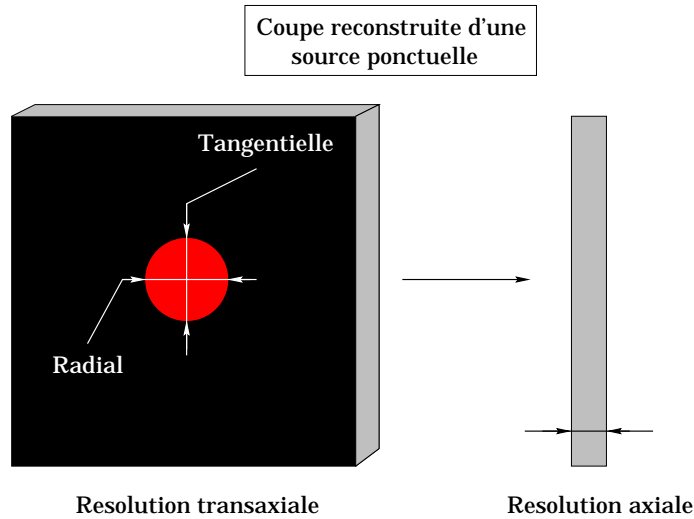


FIG. 2.12: *Caractérisation des trois paramètres de résolution sur image.*

On distinguera 3 paramètres concernant la résolution sur image (figure 2.12) :

- La résolution transaxiale radiale.
- La résolution transaxiale tangentielle.
- La résolution axiale.

La résolution axiale est ainsi caractérisée par la largeur du plan de coupe reconstruit. Pour la résolution transaxiale, on utilise un capillaire de ^{18}F de section la plus fine possible. Ce capillaire est placé parallèlement à l'axe du tomographe pour différentes valeurs radiales. Les plans de reconstruction donnent ainsi l'image d'une coupe transaxiale du capillaire. Un ajustement gaussien est appliqué dans les directions radiales et tangentielles sur la distribution de pixels de l'image reconstruite et ce sont les largeurs à mi-hauteur (fwhm) qui définissent les résolutions. Les résultats sont sensiblement identiques quel que soit le mode d'acquisition choisi.

2.3.4 Taux de comptage

Le taux de comptage n'est pas très complexe à évalué. On utilise pour cela le même fantôme que pour la détermination de la sensibilité. Le taux de comptage des coïncidences est évalué en fonction de l'activité introduite dans le cylindre d'eau.

2.3 Critères de performance et d'évaluation d'un système TEP 2D/3D

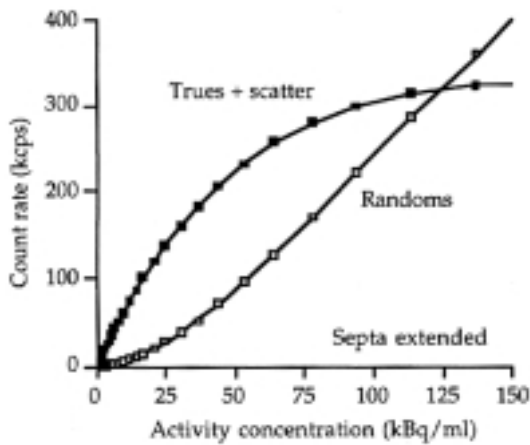


FIG. 2.13: Exemple de taux de comptage en acquisition 2D sur une EXACT HR⁺ [Bendriem ; 1998].

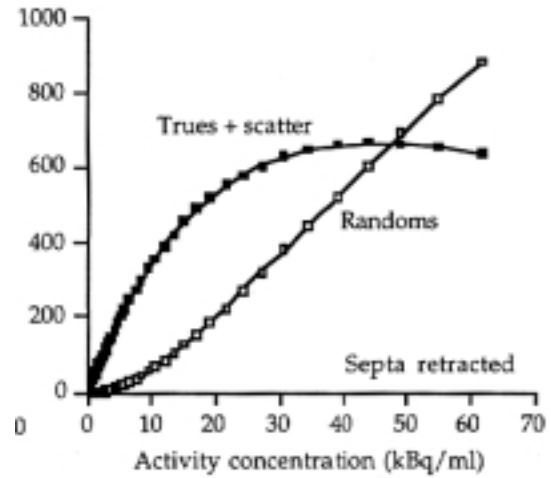


FIG. 2.14: Exemple de taux de comptage en acquisition 3D sur une EXACT HR⁺ [Bendriem ; 1998].

Il est intéressant de noter (figures 2.13 et 2.14), qu'à concentration équivalente, il existe un facteur 3 sur le taux de comptage, entre une acquisition en mode 2D et 3D. On remarquera également qu'il est inutile de vouloir compenser un faible taux de comptage par une forte augmentation de la concentration de l'activité puisqu'au delà d'une certaine valeur, le taux de coïncidences fortuites devient supérieur à celui des coïncidences vraies et diffusées.

Une observable plus pertinente a été développée pour évaluer la qualité de l'image, il s'agit du NECR (Noise Equivalent Count Rate).

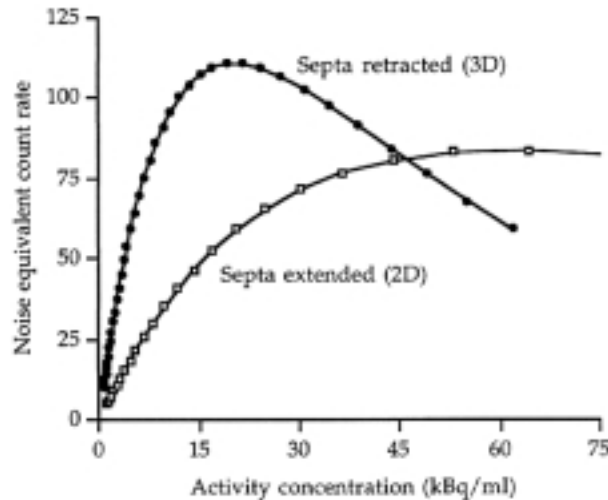


FIG. 2.15: Illustration du NECR 2D/3D (en kcps) sur une EXACT HR⁺ [Bendriem ; 1998].

Il représente le taux de comptage d'un système où les coïncidences fortuites et diffusées seraient complètement éliminées lors de l'acquisition. Il se définit comme suit [Bendriem ; 1998] :

$$NECR = \frac{[T \cdot (1 - SF_{totale})]^2}{T + kR}$$

Avec :

- SF_{totale} fraction de diffusées totale ;
- T représente le comptage des coïncidences vraies et diffusées (Trues) ;
- R le nombre de coïncidences fortuites (Random) ;
- k est un facteur qui vaut 1 ou 2 suivant le mode de correction utilisé pour les coïncidences fortuites.

Il s'agit en somme de l'expression du rapport signal sur bruit des données acquises. La figure 2.15 permet clairement de mettre en évidence l'intérêt d'une acquisition 3D par rapport à une acquisition 2D en terme d'optimisation du rapport signal sur bruit en fonction de la concentration d'activité utilisée. Si l'on souhaite travailler dans des conditions où le rapport signal/bruit est optimisé, l'étude du NECR va permettre de définir précisément les concentrations d'activité à injecter suivant le type d'acquisition effectuée.

2.4 TEP clinique et microTEP petit animal : état de l'art

Que ce soit pour l'homme ou le petit animal, différentes configurations de systèmes ont été développées ou sont en cours de développement. Les principales caractéristiques qui les différencient sont :

- la géométrie du détecteur, les dimensions axiale et transaxiale du champ de vue ;
- le milieu de détection utilisé ;
- le système de collection de lumière de scintillation ;
- l'électronique de lecture et d'acquisition ;
- le nombre de coupes tomographiques ;
- les méthodes de corrections disponibles.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la grande majorité des caméra TEP se composent d'un ensemble de couronnes de détection elles même composées d'un ensemble de détecteurs dont le rôle sera de détecter les photons d'annihilation. Classiquement, les détecteurs utilisés sont composés d'un scintillateur couplé à un photomultiplicateur. Les performances du système dépendront pour une bonne part du scintillateur utilisé. Des coefficients d'atténuation et de photo-fraction élevés permettront d'obtenir une bonne efficacité de détection. Un rendement de scintillation élevé permettra d'obtenir une bonne résolution en énergie afin d'augmenter le pouvoir de rejet des photons ayant diffusés dans le corps : la précision de localisation de l'événement sera ainsi augmentée. Le milieu scintillant devra idéalement posséder une constante de décroissance (temps de scintillation) la plus courte possible de telle sorte que le système ait une bonne résolution temporelle et un temps mort relatif à la scintillation qui soit minimisé ceci permettant d'augmenter le taux de comptage du détecteur et de réduire le temps de coïncidence τ entre deux détecteurs afin de minimiser l'acquisition des coïncidences fortuites. Enfin, de manière à limiter la diffusion Compton du γ dans le scintillateur, qui engendre une erreur sur la localisation, on privilégiera un milieu au nombre atomique, Z , élevé. Le tableau 2.4 répertorie les principaux scintillateurs utilisés en TEP.

2.4 TEP clinique et microTEP petit animal : état de l'art

Scintillateur	Densité (g/cm^3)	Photo-fraction (%)	Constante de décroissance (nsec)	Rendement de scintillation (%)
NaI ¹	3,7	18	230	100
BGO ¹	7,1	42	300	22
CsF ¹	4,6	20	2,5	6
BaF ₂ ¹	4,9	19	0,8-630	5-21
GSO ¹	6,7	26	60	20
LSO ¹	7,4	33	40	75
YSO ¹	4,5		70	118
YAP :Ce ¹	5,5	4,4	30	52
LuAP ² Lu _{0,3} Y _{0,7} AP :Ce	6,19		15-150	40

TAB. 2.4: *Caractéristiques des principaux scintillateurs utilisés en TEP.* [Crystal Clear ; WWW]¹ - [Mares ; 2000]².

L'analyse de ce tableau montre qu'il n'existe pas de scintillateur rassemblant les meilleures performances pour chaque caractéristique. Il s'agit donc, comme bien souvent dans le domaine de la détection de particules, de trouver le bon compromis par rapport aux applications et aux objectifs visés.

2.4.1 Système TEP pour l'imagerie cérébrale et corps entier

Ces machines sont presque exclusivement construites par de grands industriels comme *Siemens-CTI* ou *General Electric*. Pour illustrer l'état des lieux en terme de performances sur les caméras TEP corps entier, nous prendrons exemple sur des systèmes de ces deux constructeurs. Les caméras TEP corps entier sont bien entendu utilisées pour des examens cliniques mais, de part le nombre réduit de centres TEP en France (3), ces caméras restent, à l'heure actuelle, essentiellement des outils de recherche.

Techniques de détection

Les scintillateurs les plus utilisés sont le BGO et NaI. Le BGO est utilisé sous forme de blocs de détection. Cette technique de détection a été présentée en 1986 [Casey ; 1986], elle permet le couplage entre une matrice de cristaux élémentaires, dont les tailles sont typiquement de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ et de 30 mm de profondeur, avec un réseau de 4 PMT. Cette technique de détection permet d'augmenter la résolution spatiale intrinsèque du détecteur [Phelps ; 1982] et elle facilite la reconstruction dans le cadre de tomographe multi-coupes. La collection de lumière de scintillation est assurée par le réseau de PMT, la localisation se fait par un système de lecture de type Anger [Anger ; 1967] ou il s'agit de localiser l'interaction γ /BGO par calcul barycentrique de la distribution de lumière sur les 4 PMT (figure 2.16).

Ces blocs de détection sont ensuite assemblés en anneaux sur une distance axiale souvent voisine de 15 cm. Une géométrie standard de caméra TEP utilisant des blocs BGO pour la détection est en mesure de produire simultanément entre 30 et 70 coupes. Ces systèmes possèdent

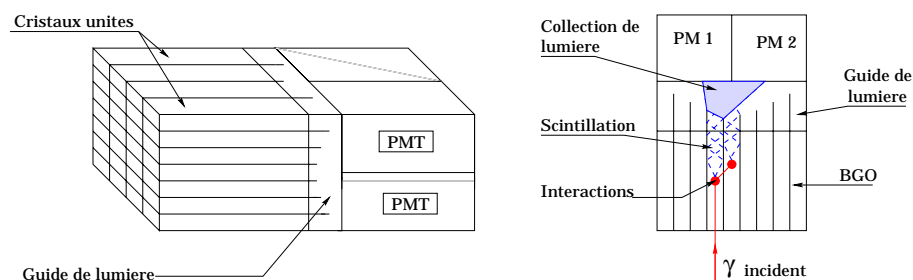


FIG. 2.16: Illustration d'un bloc de détection utilisé en TEP : couplage entre matrice de scintillateur et PMT. La localisation de l'interaction s'effectue par calcul barycentrique de la distribution des photons de scintillation.

généralement les deux modes d'acquisition, 2D et 3D. Les septas (collimateurs) de plomb ou de tungstène installés entre chaque plan de reconstruction, sont rétractables pour laisser place à une acquisition 3D.

Nous ne ferons pas une revue complète de tous les systèmes TEP possibles. Seront présentés deux tomographes hautes résolution, le ADVANCE (*General Electric*) [DeGrado ; 1994] ainsi que l'ECAT EXACT HR+ (*Siemens-CTI*) [Brix ; 1997] et qui sont actuellement les caméras les plus utilisées.

Paramètres de conception	ECAT EXACT HR+	ADVANCE GE
Dimensions cristal unité (mm)	4,0-4,1-30	4,0-8,1-30
Nombre de cristaux	18432	12096
Nombre de couronnes	32	18
Nombre de coupes reconstruites	63	35
Epaisseur de coupe (mm)	2,4	4,3
Diamètre de couronne (cm)	82,7	92,7
Champ de vue axial (cm)	15,2	15,2

TAB. 2.5: Spécifications des paramètres de détection des caméras ADVANCE GE et ECAT EXACT HR+.

Performances instrumentales

Le tableau 2.6 donne les performances de l'ADVANCE et la HR+ selon le protocole NEMA défini précédemment dans ce chapitre.

On constate, au travers de l'analyse de ce tableau, que l'acquisition en mode 3D permet d'augmenter fortement la sensibilité du tomographe et d'améliorer le NECR au prix d'une fraction de diffusées plus importante. La résolution spatiale quant à elle, ne se trouve pas modifiée par le type d'acquisition. On notera que la résolution radiale se dégrade lorsque l'on s'éloigne radialement du centre du tomographe, ceci provenant du fait que les détecteurs du type bloc BGO ne peuvent mesurer la profondeur d'interaction. En effet, sur les 30 mm de profondeur d'un cristal de BGO, un tel système n'est pas capable de localiser le point d'interaction. Les

2.4 TEP clinique et microTEP petit animal : état de l'art

Propriétés de détection	ECAT EXACT HR+		ADVANCE	
	2D	3D	2D	3D
Résolution radiale r=0 cm - r=10 cm (mm)	4,5-6,0	4,7-6,0	5,0-5,5	5,0-6,0
Résolution tangentielle r=0 cm - r=10 cm (mm)	4,5-4,5	4,5-4,5	4,5-5,0	4,5-5,0
Résolution axiale r=0 cm - r=10 cm (mm)	3,9-4,8	3,9-5,3	4,0-5,5	6,0-6,5
Sensibilité (cps/Bq/ml)	5,7	30,4	5,7	30,4
Fraction de diffusées (%)	17	37	10	34
Max. NECR (kcps)	84	110	261	159
Activité du NECR Max. (kBq/ml)	130	24,1	152	24

TAB. 2.6: Performances de TEP corps entier de l'ADVANCE et l'ECAT EXACT HR+ . Comparaisons entre les modes d'acquisition 2D et 3D.

coordonnées reconstruites, pour chaque événement γ interagissant dans le scintillateur, correspondent aux coordonnées de la base du cristal déterminées par le système de localisation Anger. Cette absence d'information sur la profondeur d'interaction entraîne une erreur de parallaxe à la reconstruction qui dégrade la résolution. Nous reviendrons plus en détail sur cette notion dans la suite du manuscrit.

Les développements actuels sur de nouveaux systèmes TEP, visent à utiliser du LSO comme milieu de détection, afin de profiter d'une constante de temps plus rapide que le BGO et d'un meilleur rendement lumineux (tableau 2.4). Le couplage de ces matrices de cristaux LSO se fait sur des PMT à localisation ou des photodiodes à avalanche (APD), ceci permettant d'améliorer fortement la résolution intrinsèque des détecteurs. Concernant les systèmes commercialisés, Siemens-CTI propose actuellement un tomographe (HRRT) [Schmand ; 1998] utilisant des matrices de cristaux couplés LSO/GSO et des PMT Hamamatsu R-1450 effectuant la localisation de l'événement par un système de type caméra Anger et produisant une résolution sur image de 2,5 mm, au centre du champ de vue, suivant le protocole NEMA.

2.4.2 Systèmes microTEP pour l'imagerie du petit animal

Dans le domaine de l'instrumentation TEP pour le petit animal (μ TEP), les choses sont un peu différentes dans le sens où un bon nombre d'instituts de recherche développent de nouvelles techniques visant à améliorer la détection en μ TEP. Ceci étant essentiellement dû au fait que la construction d'un prototype de μ TEP est financièrement accessible aux laboratoires. Ces instruments sont ensuite utilisés pour des travaux de recherche en collaboration avec biologistes et médecins. Ils servent également de banc de tests pour de futurs tomographes corps entier.

Techniques de détection

Les techniques de détection des γ d'annihilation, seront proches du concept "bloc BGO". Du fait que l'imagerie du petit animal requiert une haute résolution spatiale, les développements

de détecteur pour ce type d'imagerie se concentreront sur l'optimisation de ce paramètre.

Les deux points importants permettant d'améliorer la résolution de détection concernent la réduction de la taille du champ de vue transaxial ainsi que la diminution des dimensions des cristaux élémentaires formant la matrice de scintillateur. Ce dernier point entraîne irrémédiablement un problème de collection de lumière. Si l'on souhaite échantillonner plus finement la matrice de scintillateurs, il faut utiliser des cristaux dont le rendement lumineux est supérieur au BGO. C'est une des raisons pour lesquelles le LSO (tableau 2.4) est utilisé dans les développements de μ TEP.

Un troisième facteur permettant d'accroître fortement la résolution concerne la collection de lumière. Les μ TEP utilisent systématiquement des systèmes à localisation tel que des photomultiplicateurs à calcul barycentrique [Wat. ; 1997] ou, plus rarement, des PMT à pixels ou chaque pixel est associé à un cristal unique. On retrouve ce type de détection en associant un cristal unique à une APD [Lec. ; 1996]. L'intérêt de la détection individuelle sur la détection barycentrique réside dans le fait qu'elle permet de mieux filtrer la diaphonie entre les cristaux d'une matrice. Un γ , effectuant un certain nombre de diffusions Compton dans plusieurs cristaux, sera reconstruit plus approximativement dans le cadre d'une détection barycentrique : la résolution s'en trouvera détériorée.

Performances instrumentales

Comme il l'a été spécifié précédemment, il n'existe pas de protocole expérimental standard pour évaluer les performances des μ TEP comme c'est le cas avec le protocole NEMA pour les tomographes dédiés à l'imagerie sur l'homme. Il est donc assez difficile de comparer objectivement les systèmes entre eux puisque les résultats annoncés dépendent des conditions expérimentales.

Propriétés de détection	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
Acquisition	3D	3D	2D	3D	3D
Champ de vue transaxial (mm)	115	508	310	190	100-200
Champ de vue axial (mm)	50	114	10,5	78	210
Résolution transaxiale au centre (mm)	2,4	2,6	2,1	1,8	1,1
Résolution axiale au centre (mm)	4,6	4,6	2,2	1,8	1,2
Sensibilité	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$2,25 \cdot 10^{-2}$	$9,0 \cdot 10^{-3}$

TAB. 2.7: Illustration des performances accessibles pour quelques systèmes μ TEP actuellement en fonctionnement.

- (1) Hammersmith [Blo. ; 1996]
- (2) Hamamatsu [Wat. ; 1997]
- (3) Sherbrooke [Lec. ; 1996]

- (4) UCLA μ PET [Chatz. ; 1999]
- (5) 3D HIDAC-PET [Jeavons ; 1999]

Le tableau 2.7 donne néanmoins les performances accessibles par ce type de systèmes pour l'imagerie du petit animal.

Nous retiendrons que les objectifs en performances des recherches en cours, visent à atteindre des résolutions sur image de l'ordre de 1,5 mm pour des sensibilités supérieures à 2 %.

Chapitre 3

Reconstruction d'images et techniques tomographiques

3.1 Introduction

Ce chapitre consacré à la reconstruction s'articulera de la manière suivante :

Dans un premier temps, nous verrons quels problèmes se posent lorsque l'on aborde la reconstruction tomographique en imagerie médicale. La deuxième section sera consacrée aux méthodes d'acquisition 2D et 3D en TEP permettant de mettre les données dans un format idéal pour la reconstruction. Les deux sections suivantes décriront respectivement les techniques de reconstruction 2D et 3D. Il n'est pas question ici de faire une revue complète et exhaustive des techniques de reconstruction utilisées en TEP mais de voir quelles sont les principales méthodes et notamment celles utilisées pour la reconstruction des images présentées dans ce document.

3.2 Problématique de la reconstruction

Supposons la situation suivante : on dispose d'un objet que l'on souhaite pouvoir caractériser, par l'intermédiaire d'une image, tout aussi précisément qu'au travers d'une analyse physique. Pour cela, on ne dispose que d'un appareil photo.

Dans le cas de l'analyse d'une image prise dans une direction donnée, l'information s'exprimera dans un espace à deux dimensions. En conséquence de quoi, il sera impossible d'obtenir une information de type volumétrique sur l'objet en question. En revanche, si nous prenons plusieurs clichés de cet objet, sous un nombre important d'angles différents, il sera possible de prendre en compte l'aspect tridimensionnel.

La tomographie (du grecque *Tomo* : *section* et *Graphie* : *représentation*), permet de fusionner des coupes reconstruites afin d'accéder à l'image d'un volume (cf. figure 3.1) [Webb ; 1990]. La problématique va donc être d'échantillonner un objet 3D en plans de coupe, puis de reconstruire ces plans de coupe par des techniques que nous détaillerons plus loin dans ce chapitre.

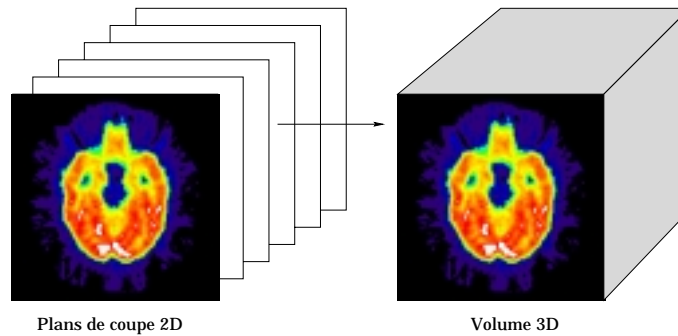


FIG. 3.1: *Principe de la reconstruction multiplanaire ou reconstruction tomographique.*

3.2.1 À la recherche de l'information 3D

Quelle que soit la technique d'imagerie utilisée, l'image initiale n'est qu'une projection d'un objet tridimensionnel sur un détecteur qui n'a conceptuellement que deux dimensions. La profondeur, qui permet d'accéder au volume de l'objet imagé constitue la dimension inconnue. L'instrumentation fournit donc un ensemble de projections d'une propriété physique de l'objet étudié et non l'image directe de cette propriété.

L'exemple le plus simple illustrant cette caractéristique, se trouve dans le secteur de la radiographie par rayons X. Lorsqu'un faisceau de rayons X traverse un organe donné, l'atténuation dépend de toute la matière qu'il rencontre le long de son parcours. La notion de contraste sur le film-image est l'expression directe de la projection du gradient de densité de matière de l'objet irradié.

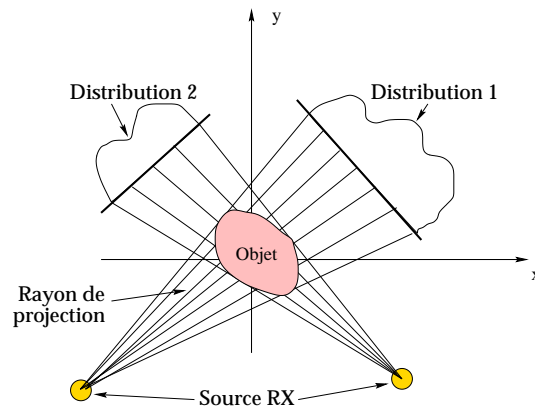


FIG. 3.2: *Projections à faisceau divergent, typique d'une imagerie effectuée par Rayons X. Les distributions 1 et 2 sont l'illustration des variations de densité de l'objet sondé et devant être imagé.*

Le faisceau intègre l'information tout le long de sa trajectoire. Il est impossible de mettre en évidence les variations de densité le long de ce parcours. L'objectif est donc de trouver une technique permettant de rendre compte des variations de densité le long de chaque ligne de projection.

Le problème reste strictement identique dans le cas de l'imagerie nucléaire. Dans le cas des

émetteurs γ , lorsqu'un détecteur collimaté observe une distribution de radioactivité dans une direction donnée, la mesure qu'il effectue dépend de toute l'activité de l'objet dans l'angle solide de ce détecteur. Il n'est donc pas possible, dans ce cas de figure, de mettre en évidence la profondeur de source puisque chaque ligne de projection intègre la totalité de l'activité présente sur le trajet. L'objectif sera donc bien de déterminer les variations de concentration de l'isotope le long des lignes de projections.

Pour la Tomographie à Émission de Positons, l'observable recherchée est la position, sur la ligne de projection (ou ligne de réponse), du point d'annihilation entre l'électron des tissus et le positon du radioémetteur.

3.2.2 Interprétation mathématique de la ligne de projection.

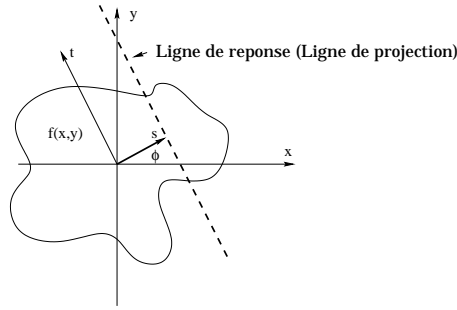


FIG. 3.3: Schéma représentatif d'une ligne de projection intégrant le long de sa trajectoire les variations "physiques" d'une distribution quelconque modélisée par la fonction $f(x, y)$.

Soit une fonction $f(x, y)$ représentant la distribution de la variable physique à visualiser (densité de tissus, concentration de radiotraceurs.....). Chaque rayon de projection peut être interprété comme une intégrale de $f(x, y)$ le long d'une ligne repérée à l'aide de s et Φ (Figure 3.3). Cette intégrale de ligne sera notée $p(s, \phi)$.

$p(s, \phi)$ exprime le passage d'une fonction $f(x, y)$ à deux dimensions à une fonction à une dimension s , l'angle de projection ϕ étant considéré comme un paramètre. Chaque point positionné sur une ligne de réponse peut être caractérisé de la façon suivante :

$$M : \begin{cases} x = s \cos \phi - t \sin \phi \\ y = s \sin \phi + t \cos \phi \end{cases}$$

L'expression de l'intégrale de ligne devient donc :

$$p(s, \phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) dt$$

$$p(s, \phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(s \cos \phi - t \sin \phi, s \sin \phi + t \cos \phi) dt \quad (3.1)$$

La reconstruction d'images à partir de projections est basée sur le développement de techniques de résolution de cette intégrale qui relie les objets quelconques à deux dimensions à leur

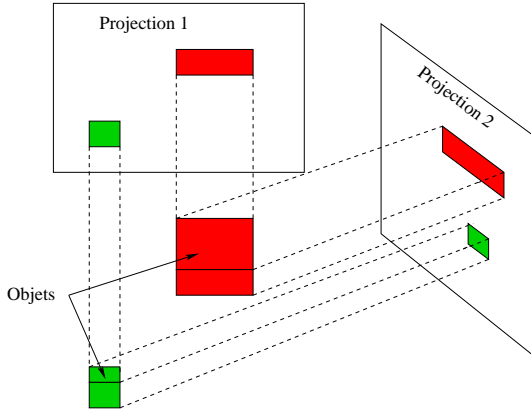


FIG. 3.4: Illustration des projections réelles obtenues pour 2 objets donnés.

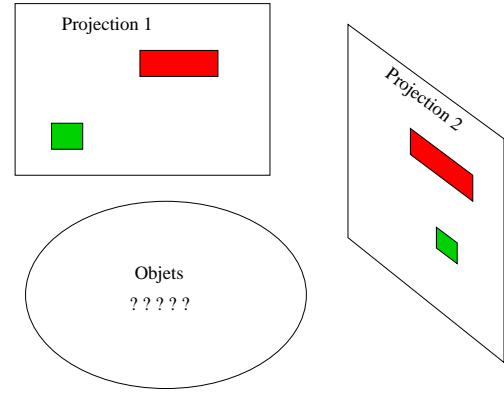


FIG. 3.5: Projections d'un objet inconnu que l'on cherche à reconstruire.

projection planaire. L'ensemble infini des projections d'un objet s'appellera la transformée de Radon¹ [Radon ; 1917]. La fonction $p(s, \phi)$ est donc la transformée de Radon de $f(x, y)$.

En projetant "physiquement" ces objets sur des plans, on se retrouve dans la situation illustrée sur la figure 3.4. La question qui se pose en reconstruction, dans le domaine de l'imagerie médicale, est précisément de résoudre le problème inverse : comment retrouver l'objet initial à partir de ses projections ?

3.3 Acquisition 2D - 3D en TEP et corrélation avec la reconstruction

Comme nous venons de le voir, un tube de réponse (TOR) ou tube de projection, dans un système TEP, est caractérisée par le volume reliant deux détecteurs élémentaires de la caméra (Figure 3.6). En faisant abstraction du parcours du positon et des phénomènes de diffusion ou des coïncidences fortuites, le nombre de coïncidences détectées dans ce tube de réponse est proportionnel à l'intégrale de l'activité β^+ présente le long de ce même tube de réponse. Celle-ci donne une estimation de l'intégrale $p(s, \phi)$ sur la ligne de projection ou ligne de réponse (LOR) passant par le centre du tube de réponse.

$$\sum_{TOR} \text{Événements} \propto \int_{LOR} f(x, y, z) dx dy dz$$

Comme le montre la figure 3.7 pour une acquisition 3D, les cellules élémentaires de détection composant une caméra TEP peuvent être mises en coïncidence et ainsi définir des lignes de réponse. Pour une acquisition 2D, seuls les détecteurs inclus dans la même couronne définissent des lignes de réponse. Pour ce type d'acquisitions 2D, des collimateurs (appelés septa) en plomb ou en tungstène sont positionnés entre chaque couronne de détecteurs (figure 3.8). La plupart des caméras TEP, dédiée à l'homme, possèdent les deux modes d'acquisition, les collimateurs

¹J.Radon est le premier à avoir résolu cette intégrale qui relie les objets non symétriques à deux dimensions à leurs projections

3.3 Acquisition 2D - 3D en TEP et corrélation avec la reconstruction

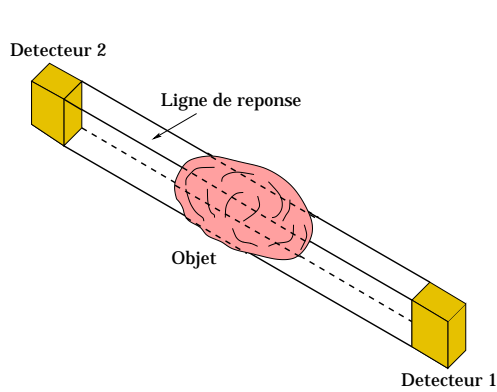


FIG. 3.6: *Volume de réponse ou tube de réponse entre deux détecteurs en coïncidences.*

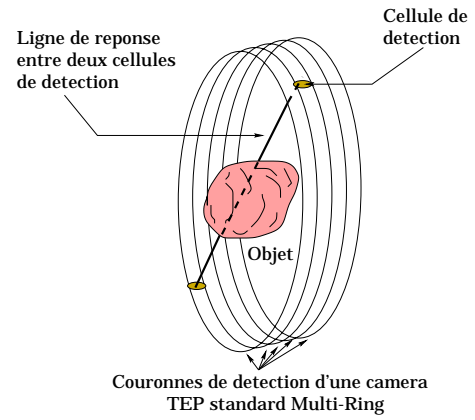


FIG. 3.7: *Schéma d'une caméra TEP multi anneaux pour une configuration d'acquisition 3D.*

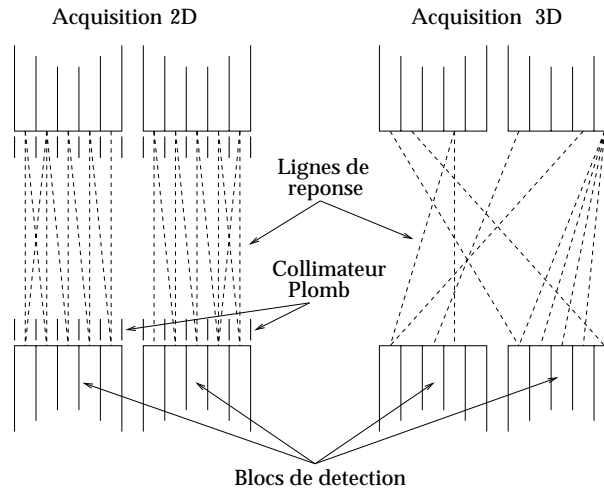


FIG. 3.8: *Différences entre des acquisitions 2D et 3D.*

3.3 Acquisition 2D - 3D en TEP et corrélation avec la reconstruction

étant rétractables [Thompson ; 1989]. C'est donc le type d'acquisition qui fixera le mode de reconstruction : 2D ou 3D. Quel que soit le mode d'acquisition, l'image donnera bien une information d'ordre volumétrique sur l'objet reconstruit. En mode 3D cependant, la sensibilité de la caméra est plus grande du fait d'un angle solide plus élevé. Nous allons maintenant nous concentrer sur la façon de paramétrer ces lignes de réponse. La figure 3.9 présente une ligne de réponse entre deux détecteur d'une même couronne. On peut paramétrer cette ligne de réponse par sa distance de moindre approche avec le centre du champ de vue et par l'angle entre l'axe des abscisses et la perpendiculaire à cette LOR. Le résultat de cette paramétrisation, permet d'exprimer chaque LOR par un point dans un repère (s, ϕ) . Cette nouvelle représentation des données d'acquisition s'appelle le sinogramme (figure 3.10).

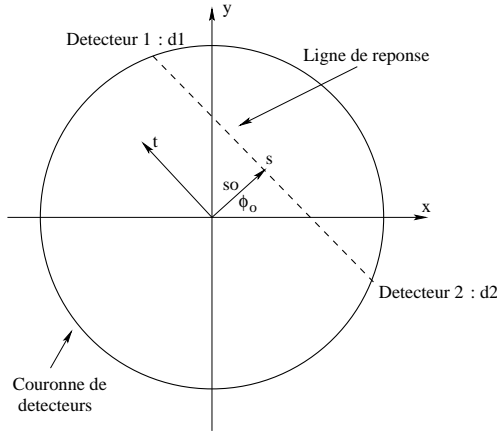


FIG. 3.9: Ligne de réponse entre deux cellules de détection d'une même couronne.

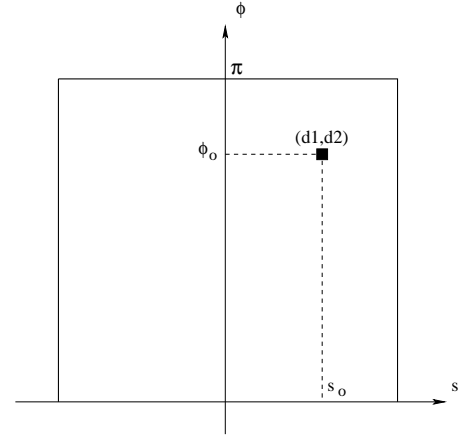


FIG. 3.10: Expression d'une ligne de réponse en coordonnées polaires.

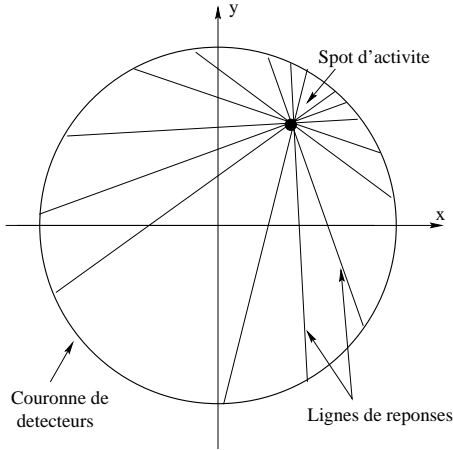


FIG. 3.11: Lignes de réponse pour une source ponctuelle.

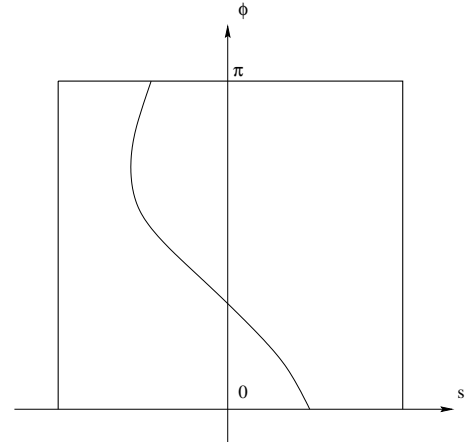


FIG. 3.12: Sinogramme d'une source ponctuelle.

Dans le cas d'une source ponctuelle dont l'activité peut être modélisée par une fonction

3.3 Acquisition 2D - 3D en TEP et corrélation avec la reconstruction

$f(x, y)$, on a $n(n - 1)/2$ lignes de réponses possibles pour une couronne à n détecteurs élémentaires. La figure 3.11 schématise cette situation.

En paramétrant chaque LOR de cette source ponctuelle, on construit son sinogramme qui représente le signal d'acquisition de la fonction $f(x, y)$ (figure 3.12).

Il convient maintenant de généraliser cette approche. On considère un volume quelconque que l'on segmente en coupes (figure 3.13). L'ensemble des projections, au sein même de ce plan de reconstruction, donne la transformée de Radon $p(s, \phi)$ définie par l'équation 3.1.

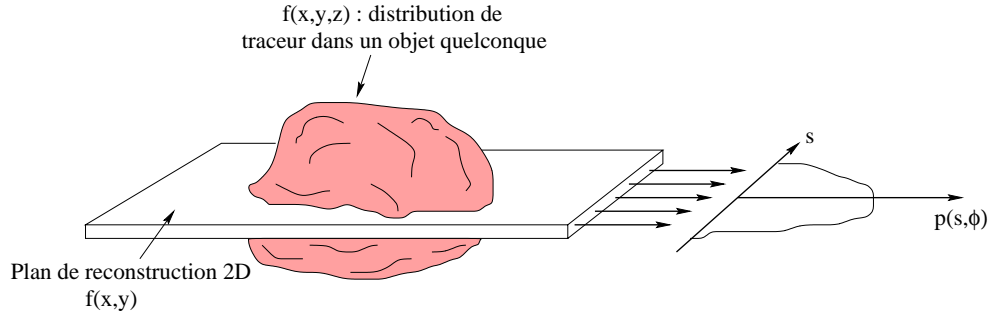


FIG. 3.13: Projection d'un plan de coupe d'un objet dont l'activité est modélisée par la fonction $f(x, y, z)$.

La construction du sinogramme de ce plan de coupe est illustrée sur la figure 3.14.

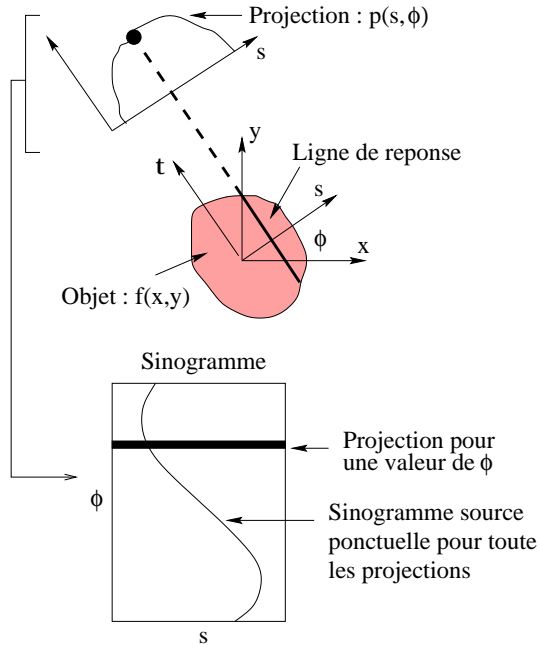


FIG. 3.14: Étapes permettant de passer d'une LOR à son expression sous forme de sinogramme.

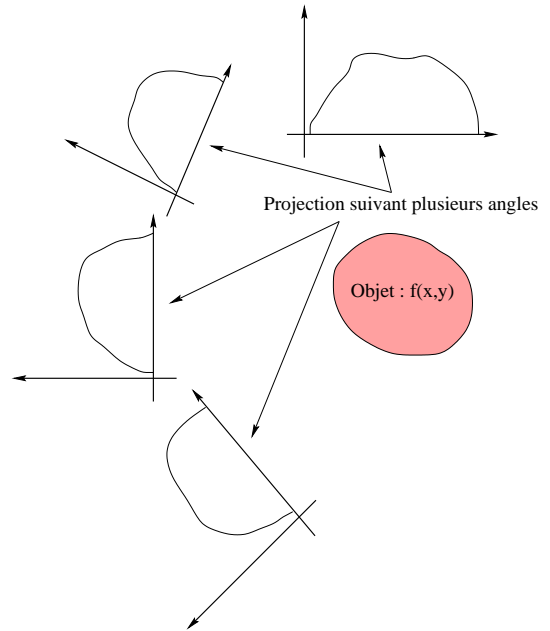


FIG. 3.15: Projection à différentes valeurs de ϕ permettant la reconstruction du plan de coupe 2D considéré.

L'intégralité du sinogramme d'une coupe est obtenue en répétant cette opération de projection pour différents angles de projection (figure 3.15). La résolution exacte de l'équation 3.1

nécessite un nombre infini de projections. Les contraintes géométriques du détecteur font que ce nombre de projections est limité au nombre de détecteurs composant un anneau de la caméra.

Sur la figure 3.16, une image de départ comportant cinq sources ponctuelles dans une matrice 200×200 pixels est simulée. On calcule la transformée de Radon pour 200 projections, soit une projection tous les $\frac{\pi}{200} \approx 0.016$ rad. On construit ainsi le sinogramme de ces 5 sources ponctuelles dans la matrice considérée.

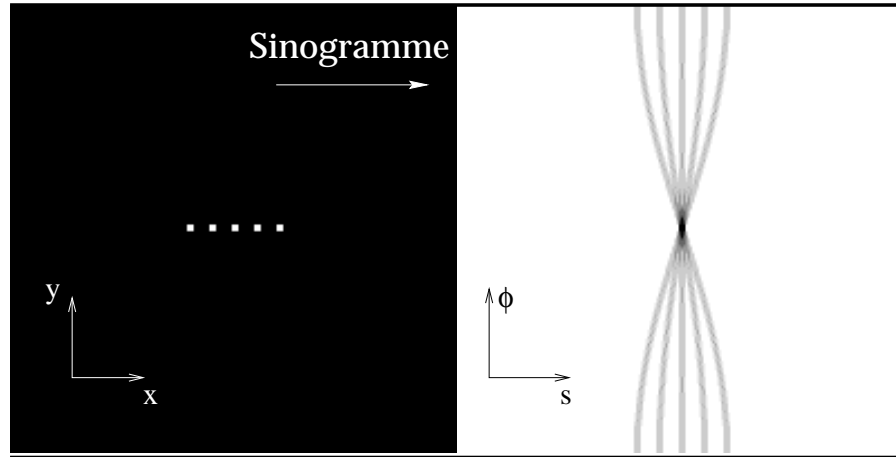


FIG. 3.16: *Expression du sinogramme de 5 sources ponctuelles.*

Dans un cas de figure plus réaliste, les distributions d'activité sont nettement plus complexes que de simples sources ponctuelles. La figure 3.17 permet de voir à quoi peut ressembler un sinogramme pour une image de départ où l'on simule une concentration de traceur dans un disque superposé à une activité de fond de type bruit blanc.

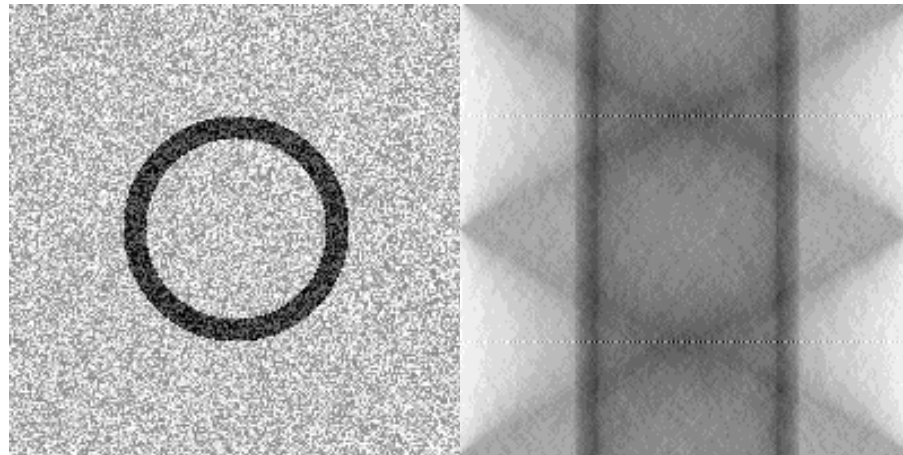


FIG. 3.17: *Image simulée à gauche et sinogramme associé à droite.*

En conclusion, on notera qu'une analyse tomographique consiste à reconstruire un objet par plans de coupe successifs ; chaque coupe étant reconstruite par l'utilisation des projections successives à différents angles.

Il s'agit maintenant de décrire quelles sont les méthodes permettant la reconstruction des coupes en partant des signaux d'acquisition mis sous forme de sinogrammes.

3.4 Techniques de reconstruction 2D

Une fois le type d'acquisitions défini, il convient de choisir la technique de reconstruction. Comme nous avons pu le voir précédemment, dans le cas d'une acquisition 2D, ne seront utilisées que les projections issues des plans perpendiculaires à l'axe de la caméra (plans transaxiaux). Il existe deux familles de techniques de reconstruction :

- Les méthodes analytiques
- Les méthodes algébriques

Dans la suite de cette section nous détaillerons les différents aspects mathématiques et algorithmiques associés à ces principes de reconstruction en tomographie. Il sera intéressant de distinguer les avantages et inconvénients de ces diverses méthodes de reconstruction 2D.

3.4.1 Méthodes analytiques

Dans la famille des méthodes analytiques, nous ne détaillerons que celle qui est directement issue de la résolution de l'équation 3.1 à savoir la rétroprojection filtrée. Nous verrons également une deuxième technique, moins intuitive et basée sur l'expression des projections dans un espace de Fourier.

Rétroprojection filtrée

Pour simplifier le problème, nous considérerons la reconstruction d'un sinogramme unique représentant un plan de coupe transaxial pour une valeur fixe de z (Position axiale du plan de reconstruction considéré). On rappelle que les données d'acquisition, à savoir les projections, sont décrites par l'expression suivante :

$$p(s, \phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) dt$$

Où s et ϕ sont les coordonnées polaires définies comme suit :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s \\ t \end{bmatrix}$$

Une estimation $\hat{f}(x, y)$ de $f(x, y)$, la concentration du traceur, peut être donnée en rétroprojetant $p(s, \phi)$, c'est-à-dire en intégrant $p(s, \phi)$ pour toutes les valeurs de ϕ :

$$\hat{f}(x, y) = \int_0^\pi p(s, \phi) d\phi \quad (3.2)$$

Pour comprendre qualitativement ce processus de rétroprojection, imaginons (figure 3.18) une matrice carrée de $5 * 5$ pixels avec seulement un pixel de densité non nul. Effectuons la projection de cette image suivant deux angles de projection : $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$. Lors du

3.4 Techniques de reconstruction 2D

processus de projection, les densités sont sommées le long de chaque rayon de projection. Dans notre exemple, on obtient donc 2×5 valeurs de $p(s_i, \phi_i)$ qui vont, ensuite, être rétroprojetées pour donner une image tomographique approchée $\hat{f}(x, y)$ de l'image initiale $f(x, y)$ [Deans ; 1987] [Herman ; 1980].

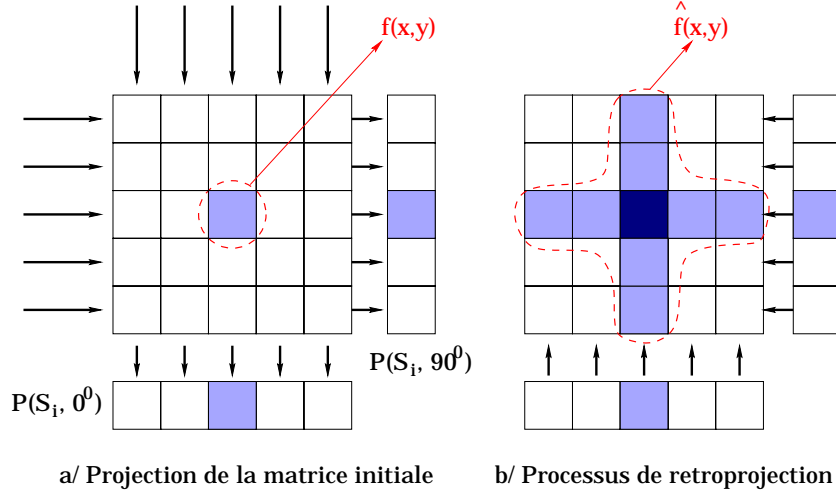


FIG. 3.18: Principe de projection a/ et rétroprojection b/ à partir de deux angles de vue. Sur l'image reconstruite, on peut mettre en évidence la présence de pixels artefact autour du pixel central.

Sur cet exemple simple, nous pouvons mettre en évidence deux phénomènes :

- La méthode de rétroprojection génère artificiellement des pixels de densité non-nulle sur l'image reconstruite. C'est ce qu'on appelle l'artefact en étoile de la rétroprojection.
- La résolution exacte des équations 3.1 ou 3.2 demande un nombre de projections infinie, ce qui ne sera jamais possible en pratique. Il est donc intéressant de voir comment la qualité de résolution de l'image évolue en fonction du nombre de projection et donc de rétroprojections (Figure 3.20 - 3.21 - 3.22 - 3.23 - 3.27)

On constate que la rétroprojection induit un "flou" dans l'image reconstruite. L'approximation $\hat{f}(x, y)$ de la distribution initiale est une convolution de l'image initiale par une fonction en $1/r$ avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Les pertes en résolution sur image dues à cet effet peuvent être limitées par la mise en œuvre d'une méthode de déconvolution permettant d'avoir accès à la distribution $f(x, y)$.

C'est la méthode de reconstruction dite de rétroprojection filtrée.

Traduire mathématiquement ce qui se passe, revient à écrire un produit de convolution dans un espace à deux dimensions noté de la façon suivante :

$$\hat{f}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(x - x', y - y') f(x', y') dx' dy'$$

où :

$$\hat{f}(x, y) = f(x, y) \otimes h(x, y)$$

L'expression de la Transformée de Fourier 1D de $p(s, \phi)$ donne :

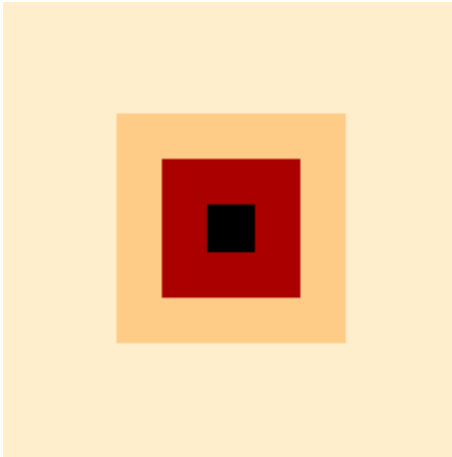


FIG. 3.19: *Image simulée de départ avec densité variables dans les pixels.*

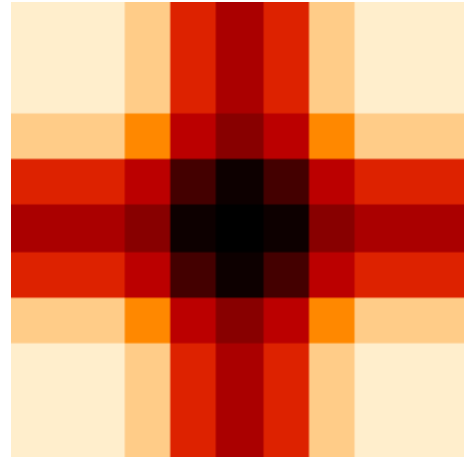


FIG. 3.22: *Image rétroprojetée après 2 projections.*

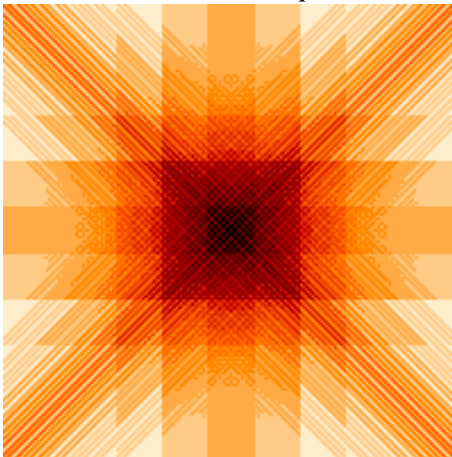


FIG. 3.20: *Image rétroprojetée après 4 projections.*

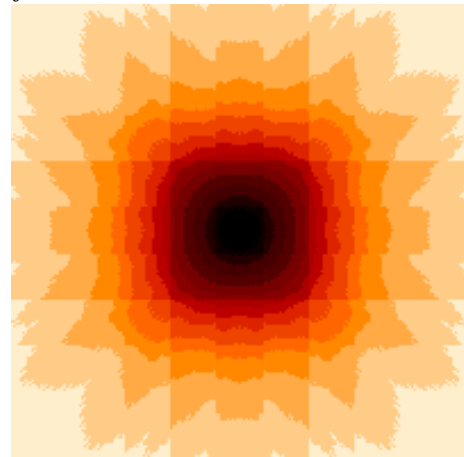


FIG. 3.23: *Image rétroprojetée après 10 projections.*

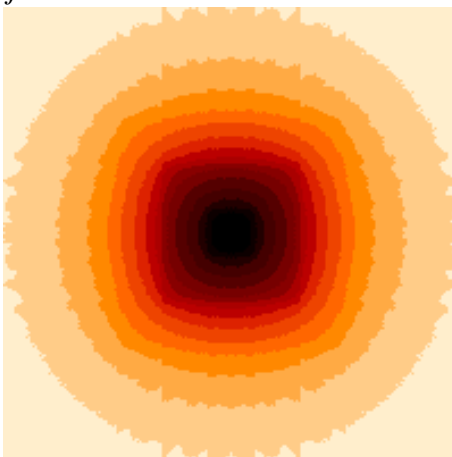


FIG. 3.21: *Image rétroprojetée après 25 projections.*

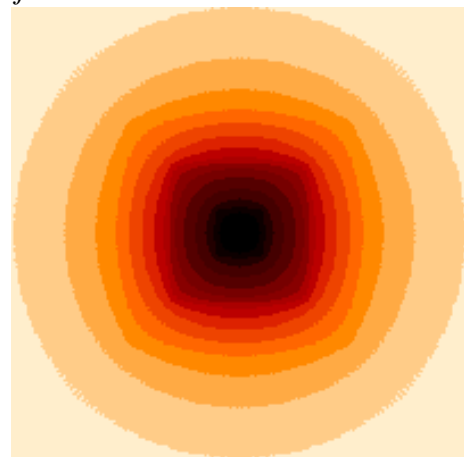


FIG. 3.24: *Image rétroprojetée après 200 projections.*

$$\begin{aligned}
 P(\nu, \phi) = TF_1 \{p(s, \phi)\} &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2i\pi\nu s} p(s, \phi) ds \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2i\pi\nu s} f(x, y) ds dt \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2i\pi\nu(x \cos \phi + y \sin \phi)} f(x, y) dx dy \\
 &= F(\nu \cos \phi, \nu \sin \phi) \\
 &= TF_2 \{f(x, y)\}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

La relation 3.3, qui montre que la transformée de Fourier de dimension 2 de $f(x, y)$ est égale à la transformée de Fourier de dimension 1 de $p(s, \phi)$ pour un angle ϕ donné, est appelée théorème de la coupe centrale (Central-Section Theorem).

Pour remonter à l'image $f(x, y)$, nous allons considérer la transformée de Fourier qui, à partir de l'espace fréquentiel, nous donne l'expression de la distribution initiale :

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2i\pi(x\nu_x + y\nu_y)} F(\nu_x, \nu_y) d\nu_x d\nu_y = TF_2^{-1} \{F(\nu_x, \nu_y)\} \tag{3.4}$$

Sachant que $\nu = |\bar{\nu}| = \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}$, $s = x \cos \phi + y \sin \phi$ et en utilisant le Jacobien de la transformation, on peut remplacer $d\nu_x d\nu_y$ par $\nu d\nu d\phi$ dans l'intégrale 3.4. Dans cette transformation, les bornes d'intégration sur ϕ deviennent 0 et 2π . Mais en utilisant la symétrie, par rapport à l'origine, de notre système, nous voyons qu'un point en (ν, ϕ) prend la même valeur qu'un point en $(-\nu, \phi + \pi)$. On va donc pouvoir parcourir le plan fréquentiel en utilisant la valeur absolue de ν et en intégrant ϕ entre 0 et π . En considérant ces modifications, le théorème de la coupe centrale nous permet d'écrire :

$$f(x, y) = \int_0^\pi \int_{-\infty}^{+\infty} P(\nu, \phi) |\nu| e^{2i\pi\nu s} d\nu d\phi \tag{3.5}$$

L'autre paramètre à considérer concerne le fait que chaque projection $p(s, \phi)$ à un ϕ donné, doit être convoluée avec une fonction filtre $h(s)$:

$$p_F(s, \phi) = \int p(s', \phi) h(s - s') ds' \tag{3.6}$$

En fusionnant les équations 3.5 et 3.6, on peut extraire les informations suivantes :

- $h(s)$ est la transformée de Fourier inverse d'une fonction rampe $|\nu|$.
- Pour des raisons qui seront évoquées dans la suite de ce chapitre, il est nécessaire d'éliminer les hautes fréquences dans cette fonction rampe et c'est pour cela qu'il convient d'appliquer à $|\nu|$ un filtre passe bas $W(\nu)$.

L'expression générale du filtre $h(s)$ devient ainsi :

$$h(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\nu| W(\nu) e^{2i\pi\nu s} d\nu$$

Selon le théorème de Plancherel, dans l'espace de Fourier, un produit de convolution est réduit à une simple multiplication, on obtient alors :

$$TF_1\{p_F(s, \phi)\} = TF_1\{p(s, \phi) * h(s)\} = TF_1\{p(s, \phi)\} \cdot TF_1\{h(s)\}$$

Par définition d'une transformée de Fourier inverse, on a :

$$p_F(s, \phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_F(\nu, \phi) e^{+2i\pi\nu s} d\nu$$

D'où :

$$\begin{aligned} P_F(\nu, \phi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} p_F(s, \phi) e^{-2i\pi\nu s} ds \\ &= TF_1 h(s) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} p(s, \phi) e^{-2i\pi\nu s} ds \\ &= |\nu| W(\nu) \int_{-\infty}^{+\infty} p(s, \phi) e^{-2i\pi\nu s} ds \end{aligned}$$

En utilisant l'égalité 3.3, on obtient l'expression de la fonction image recherchée :

$$f(x, y) = \int_0^\pi p_F(x \cos \phi + y \sin \phi, \phi) d\phi$$

Dans l'espace géométrique, l'effet du filtre consiste schématiquement à introduire une composante négative dans les projections $p_F(s, \phi)$. Ceci permet de déconvoluer la dépendance en $1/r$ de l'image reconstruite par rétroprojection. En pratique, l'espace entre deux lignes de réponse n'est pas infiniment fin du fait de la segmentation d'une couronne de détection. Ceci va conduire à une limitation de la bande de fréquences, $|\nu|$, accessibles. Il existe donc une fréquence maximale ou plus précisément une fréquence de coupure ν_N telle que : $|\nu| < \nu_N$. Cette fréquence de coupure est liée au pas d'échantillonnage Δs d'une couronne de détection (théorème de Shannon) :

$$\nu_N = \frac{1}{2\Delta s}$$

ν_N est appelée la fréquence de Nyquist.

Le problème est que, bien souvent, le spectre en fréquence de l'objet analysé s'étend au-delà de la fenêtre $[-\nu_N, +\nu_N]$. Cette limitation de la bande de fréquence va introduire des fréquences parasites à la reconstruction (artéfacts d'Aliasing). Plus l'objet présente un spectre étendu dans les hautes fréquences, plus les artéfacts d'Aliasing seront importants. Un second problème induit par les hautes fréquences vient du fait que le nombre de projections est fini et qu'il est nécessaire de faire une interpolation angulaire entre les lignes de Fourier ce qui induit une erreur d'autant plus importante que la fréquence maximale est élevée. La figure 3.34 nous montre

que plus (ν_x, ν_y) augmentent, plus l'interpolation angulaire entre chaque projection $p(\nu, \phi)$ sera difficile à faire. Une interpolation de qualité implique donc un grand nombre de projections.

Un filtre rampe du type $[-\nu_N, +\nu_N]$ aurait donc tendance à augmenter le bruit haute fréquence d'où la présence d'un filtre passe bas $W(\nu)$. Typiquement, les filtres passe bas utilisés sont du type fenêtre de Hamming :

$$W(\nu) = \begin{cases} \alpha + (1 - \alpha) \cos\left(\frac{\pi\nu}{\nu_c}\right) & |\nu| < \nu_c \\ 0 & |\nu| \geq \nu_c \end{cases}$$

Le paramètre α contrôle le lissage du filtre alors que ν_c donne la fréquence de coupure avec $\nu_c \leq \nu_N$ (figure 8.31).

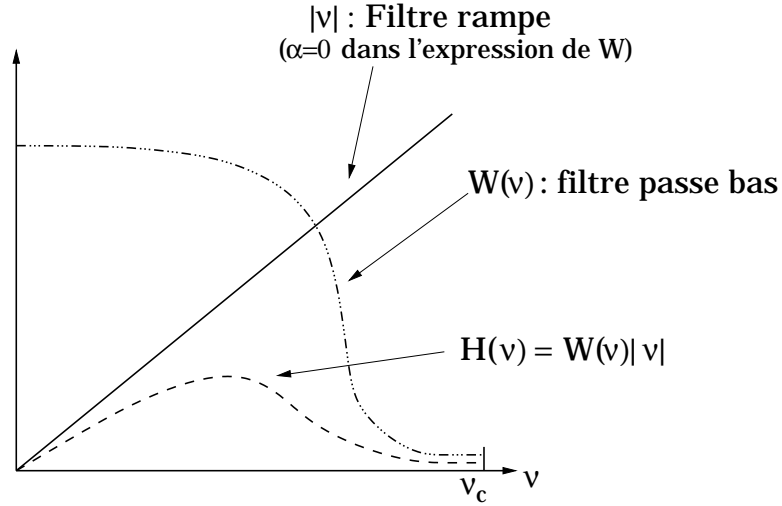


FIG. 3.25: Modification de la fonction de transfert d'un filtre rampe par application d'une fenêtre de Hamming.

Les méthodes de rétroprojection filtrée sont donc basées sur une inversion analytique exacte de la transformée de Radon, définie continuellement. Elles supposent par principe de disposer de données expérimentales peu bruitées, d'avoir un très bon échantillonnage et un nombre de projections suffisant. Dans ces conditions, ces méthodes s'avèrent rapides tout en fournissant des images reconstruites de bonne qualité présentant peu d'artéfacts.

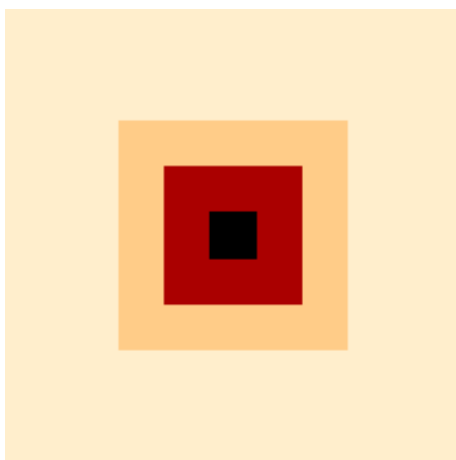


FIG. 3.26: Image simulée de départ avec densité variable dans les pixels.

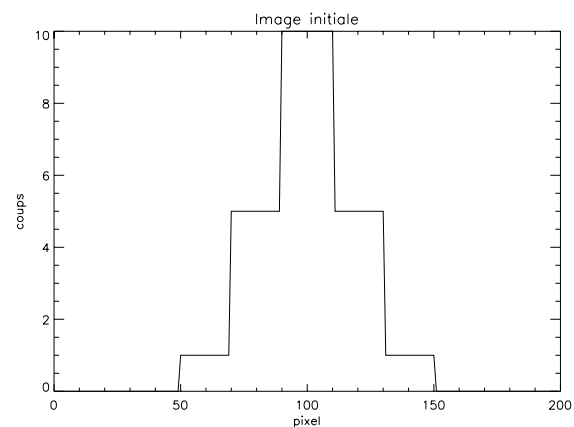


FIG. 3.29: Profil de l'image simulée de départ.

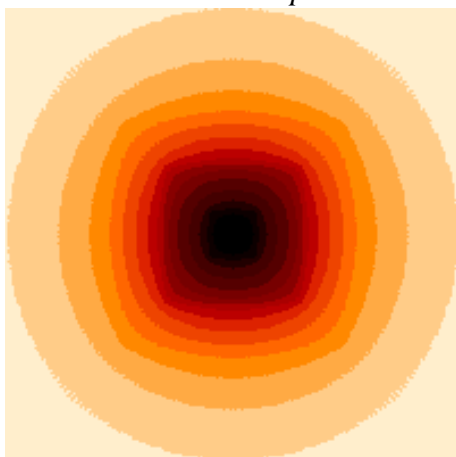


FIG. 3.27: Image rétroprojetée non filtrée après 200 projections.

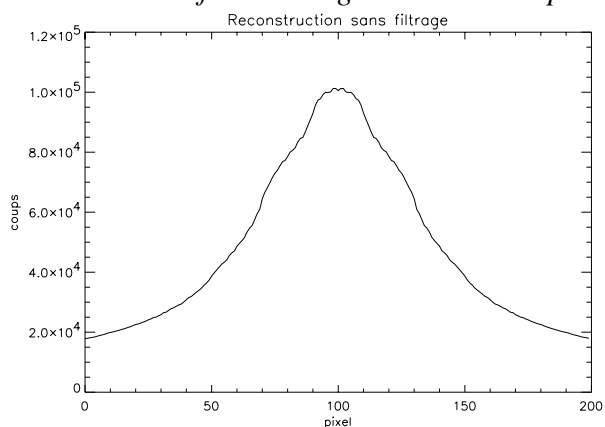


FIG. 3.30: Profil de l'image reconstruite avec rétroprojection.

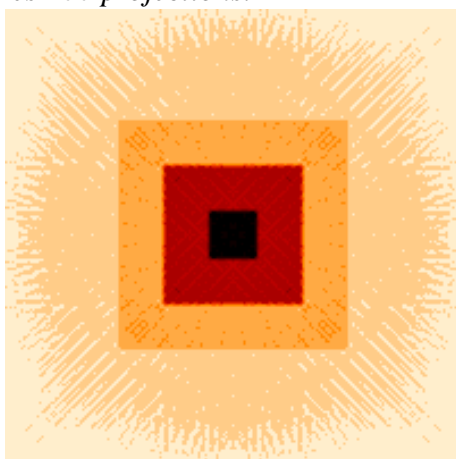


FIG. 3.28: Image rétroprojetée et filtrée après 200 projections.

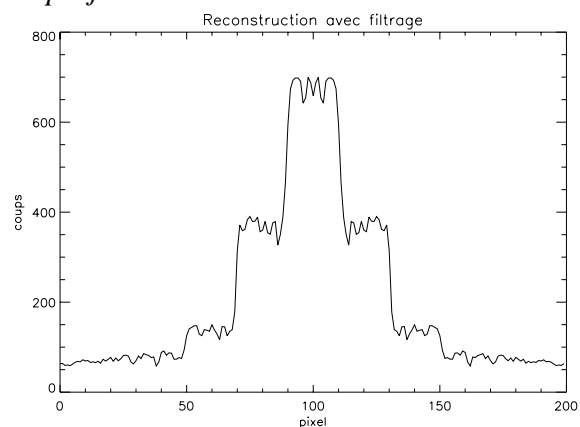


FIG. 3.31: Profil de l'image reconstruite après rétroprojection filtrée.

La figure 3.28 montre le résultat d'une reconstruction par rétroprojection filtrée avec 200 projections. Le filtre appliqué est une fenêtre de Hamming possédant une valeur de α de 0.5 et une fréquence de coupure ν_c égale à la fréquence de Nyquist ν_N . On peut constater sur le profil 3.31 que les pixels ne prennent pas de valeur nulle le long de la ligne de projection de ce profil, ceci est simplement dû au fait que l'efficacité du filtrage n'est pas de 100 %. Sur les profils reconstruits (figure 3.30 et 3.31), on constate que le filtrage réduit très sévèrement la population de chaque pixel de l'image. Ceci peut engendrer de sérieux problèmes au niveau de la résolution sur image. Il est donc fondamental de disposer d'une forte statistique en événements lorsque la reconstruction se fait par rétroprojection filtrée.

L'évaluation précise des profils d'image est une étape importante lors de la quantification de l'image, c'est à dire lorsqu'il s'agit de définir avec la plus grande précision quelle dose d'activité est présente à une position donnée de l'objet imagé.

La reconstruction des coupes tomographiques par rétroprojection filtrée reste certainement la méthode la plus utilisée. Son principal avantage est la rapidité et lorsqu'elle est associée à une bonne méthode de filtrage, elle fournit des images de bonne qualité. Il n'est toutefois pas possible d'éliminer complètement les artéfacts de reconstruction ce qui pourra s'avérer gênant dans certain cas de figure. Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, la rétroprojection filtrée pourra fournir une solution initiale, un point de départ pour les méthodes itératives.

Reconstruction par transformation de Fourier

Dans cette technique, il s'agit d'exploiter exclusivement le théorème de la coupe centrale (cf. équation 3.3) [Defrise ; 1998]. La procédure de reconstruction idéale, se composera de deux étapes :

- Acquisition des projections $p(s, \phi)$ de la distribution $f(x, y)$ et calcul des $TF_1 \{p(s, \phi)\}$ de chaque projection. Suivant le théorème de la coupe centrale, l'ensemble des $TF_1 \{p(s, \phi)\}$ représente la TF_2 d'une coupe (figure 3.32).
- On calcul la transformée de Fourier inverse de cette TF_2 afin d'obtenir l'image reconstruite (figure 3.33).

Dans les faits, l'échantillonnage de s et de Φ est imposé par la géométrie des blocs de détection. On a ainsi un nombre de projection limité et le remplissage du plan fréquentiel n'est pas parfait surtout pour les hautes fréquences. Il existe des vides (figure 3.34) qu'il faut combler par interpolation à partir des points les plus proches et ce sur des nombres complexes. Cette fois, la procédure de reconstruction se composera de quatre étapes :

- acquisition des projections $p(s, \phi)$ de la distribution $f(x, y)$ et calcul des $TF_1 \{p(s, \phi)\}$ de chaque projection ;
- on réunit toutes les $TF_1 \{p(s, \phi)\}$. On a une TF_1 pour chaque projection. L'interpolation à effectuer consiste à éliminer l'échantillonnage de ϕ et de ν représenté sur la figure 3.34. Sur cette même figure, chaque droite échantillonnée passant par le centre du repère (ν_x, ν_y) représente une TF_1 d'une projection ;
- on fait une interpolation entre toutes ces TF_1 afin d'obtenir une TF_2 régulièrement échantillonnée ;
- on calcul la transformée de Fourier inverse de cette TF_2 afin d'obtenir l'image reconstruite.

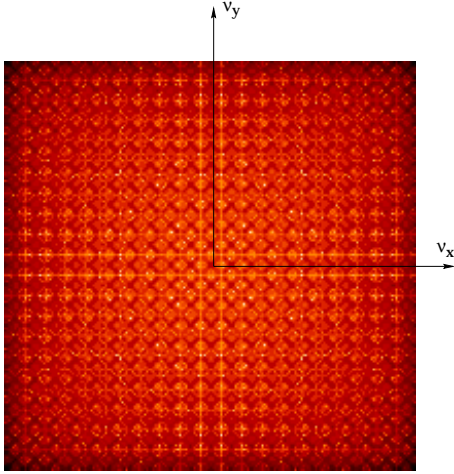


FIG. 3.32: $TF_1 \{p(s, \phi)\}$ de chaque projection de l'image représentée par la figure 3.26.

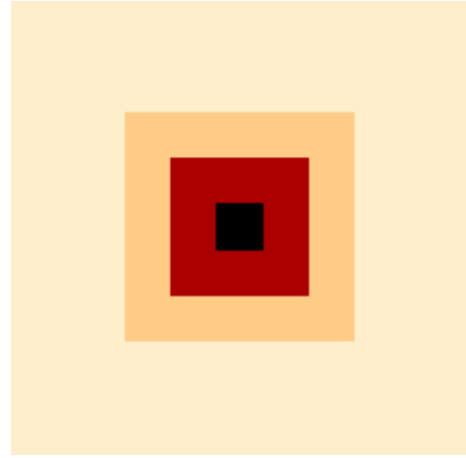


FIG. 3.33: Résultat de la TF_2^{-1} de l'image de gauche (3.32) : reconstruction exacte de l'image de départ (3.26).

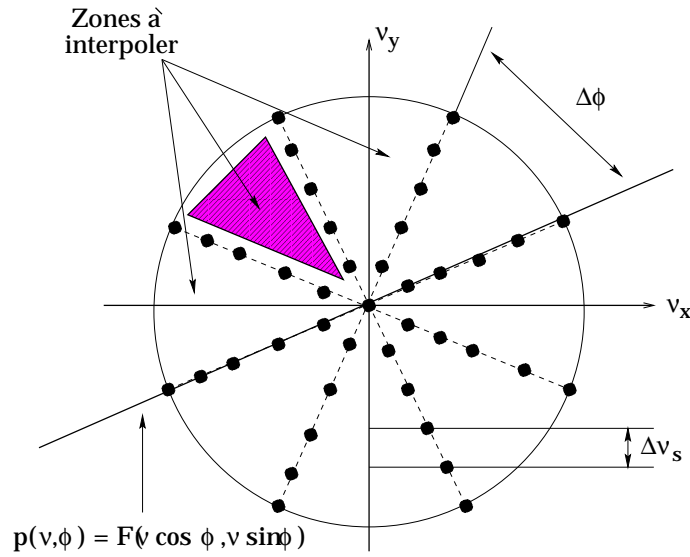


FIG. 3.34: Matrice de Fourier 2D de $P(v, \phi)$, transformée de Fourier 1D des projections.

Cette technique, particulièrement intéressante du point de vue mathématique, réclame des calculs relativement intensifs (Transformations de Fourier et interpolations) tout en donnant des images reconstruites relativement bruitées. Son utilisation est donc assez peu fréquente.

3.4.2 Méthodes algébriques

Dans le cadre d'une reconstruction par des méthodes algébriques ou itératives, on se place par principe dans un formalisme discret et non continu comme c'était le cas dans les méthodes analytiques.

L'hypothèse qui est faite est simplement que chaque ligne de réponse mesurée est une combinaison linéaire des valeurs des pixels à reconstruire. Ceci signifie physiquement que chaque pixel contribue à chaque ligne de réponse, la contribution pouvant bien sûr être nulle. On obtient un système où le nombre d'équations est équivalent au nombre de lignes de projection avec autant d'inconnues que de pixels à reconstruire. A titre d'exemple, pour 60 projections et 128 lignes de réponses pour chaque projection, on obtient un système de 7680 équations. Si l'image reconstruite est de 128 pixels par 128 pixels, ce système de 7680 équations comporte 16384 variables. On a recours à un formalisme matriciel pour faciliter l'écriture de ces systèmes de grande taille. Les projections p sont représentées par une matrice de j lignes, où j représente le nombre de cellules élémentaires de détection. La distribution d'activité f sera notée comme un vecteur de dimension n^2 , dont les composantes sont notées f_i , partant du fait que l'échantillonnage suppose une image de n^2 pixels (figure 3.35). Dans le cas général, les projections s'écrivent donc de la manière suivante :

$$P_j = \sum_{i=0}^n R_{ji} f_i$$

R_{ji} étant la probabilité qu'un photon émis par le pixel i soit détecté par l'élément de détection j . La matrice R dont les éléments sont R_{ji} , est appelée opérateur de projection. Les projections et les distributions d'activité sont généralement échantillonnées avec des pixels carrés.

Pour une image de 2×2 pixels, 2 projections et 2 lignes de réponse par projection, nous obtenons un système de la forme suivante :

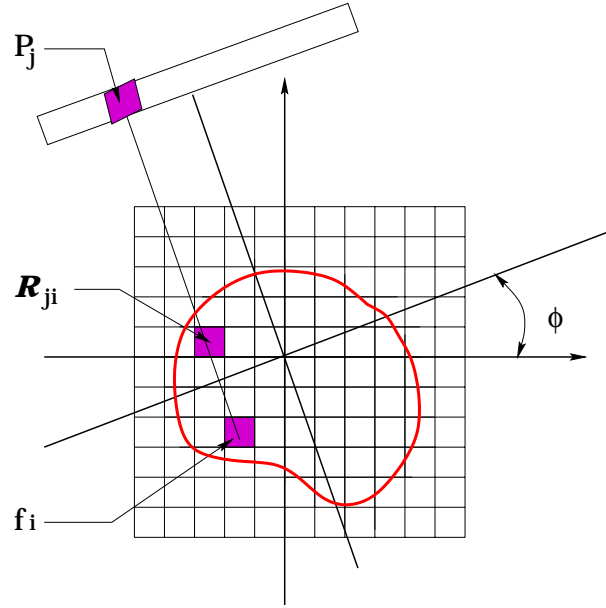
$$\begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \\ p_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & \cdots & \cdots & r_{14} \\ \vdots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ r_{41} & \cdots & \cdots & r_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{bmatrix}$$

Ceci exprime bien le fait que ce que l'on détecte (P) est le résultat des valeurs (f) de l'image que l'on cherche, soumises à l'opération de projection décrite par l'opérateur de projection R .

Par inversion directe de R , on obtiendrait directement l'image $f(x, y)$ recherchée :

$$f = R^{-1}P$$

L'inversion directe de R est cependant très difficile pour des raisons de taille de matrice évoquées précédemment. Pour contourner cette difficulté, il convient d'utiliser ce que l'on appelle


 FIG. 3.35: *Echantillonnage utilisé pour les méthodes algébriques de reconstruction.*

les techniques itératives.

Une approche consiste à déterminer R^{-1} par itération successives. Il s'agit de partir d'une image initiale estimée (par rétroprojection filtrée par exemple), d'en calculer les projections, puis, de les comparer aux projections mesurées. L'erreur est utilisée pour modifier l'image initialement estimée pour en déduire l'estimation suivante et ainsi de suite. Les méthodes les plus utilisées sont les méthodes de type ART (Algebraic Reconstruction Technique) [Gordon ; 1970]. Elles consistent à corriger pas à pas les densités $f_i^{(n)}$ le long de chaque rayon de projection, de manière à reproduire les valeurs expérimentales P_j^{exp} . La correction est effectuée identiquement pour tous les pixels i le long du rayon j considéré. Elle peut s'effectuer de deux façons différentes [Eggermont ; 1981] [Levitan ; 1987] :

Algorithme EM (Expectation Maximization)

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} \frac{P_j^{exp}}{P_j^n}$$

Dans ce cas, on parle de méthode ART multiplicative.

Algorithme GC (Gradient Conjugué)

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} + C \{P_j^{exp} - P_j^n\}$$

Il s'agit ici de méthodes dites additives. Dans cette expression, C est un coefficient géométrique proportionnel à l'élément de matrice R_{ij} . Quel que soit le type d'algorithmes utilisé, les images produites à chaque itération se rapprochent progressivement de l'image solution. On a

convergence de l'algorithme. Cependant, il arrive un moment où l'influence du bruit de l'image entraîne une divergence du processus et dans ce cas on s'éloigne, itération après itération, de la solution exacte. Ce bruit rend donc instable le calcul de la solution. Pour le maîtriser, il faut imposer une contrainte sur le processus de reconstruction. Une solution simple est d'imposer une interruption de la reconstruction après un certain nombre d'itérations, ce qui revient à renoncer à reconstruire les fréquences au delà d'un certain seuil en considérant qu'elles sont essentiellement représentées par du bruit. Ceci est équivalent à l'utilisation d'un filtre passe bas dans la méthode de rétroprojection.

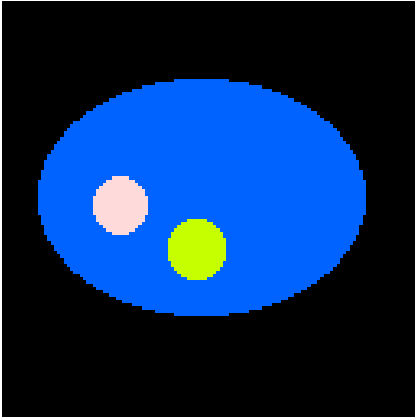


FIG. 3.36: *Image simulée de départ : 128 * 128 pixels.*

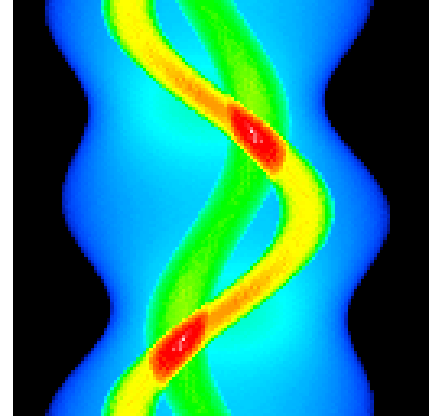


FIG. 3.37: *Sinogramme : 128 projections et 128 pixels par projection.*

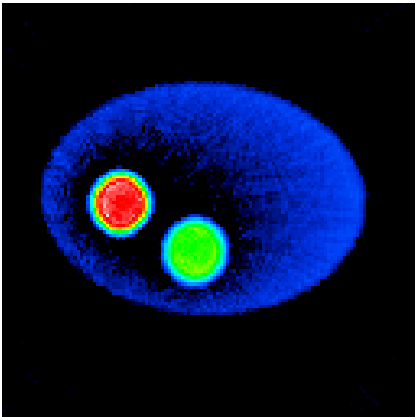


FIG. 3.38: *Reconstruction par rétroprojection filtrée. Filtre de Hamming, $\alpha = 0.5$, coupure à la fréquence de Nyquist.*

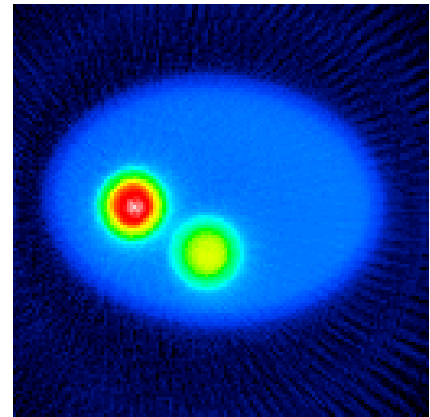


FIG. 3.39: *Reconstruction par méthode itérative : 8 itérations par méthode ART.*

Les figures 3.38 et 3.39 illustrent les différences entre une reconstruction par rétroprojection filtrée et par méthode itérative de l'image de départ 3.36 dont le sinogramme associé est représenté par la figure 3.37. L'image reconstruite par rétroprojection filtrée peut sembler mieux résolue au prix d'une assez forte inhomogénéité de reconstruction. La reconstruction itérative nous fournit une image plus lisse permettant ainsi une meilleure quantification de l'image (évaluation de la quantité de traceur).

Un défaut des méthodes de type ART est d'être relativement instable en présence de données bruitées. Dans ce cas, on peut avoir recours à d'autres méthodes itératives de type SIRT (Simultaneous Iterative Reconstruction Technique). Ces méthodes SIRT procèdent selon une démarche similaire aux méthodes ART, mais la correction est effectuée pixel par pixel et non plus rayon par rayon. Le principe est de corriger l'un après l'autre chaque pixel de l'image, en tenant compte simultanément de tous les rayons de projection le traversant. Ceci tend à moyenner le bruit présent dans les données expérimentales mais augmente assez fortement le temps de calcul.

3.5 Techniques de reconstruction 3D

Dans le cas d'une acquisition en mode 3D, on rappelle que tous les détecteurs sont mis en coïncidence. À la différence du mode de reconstruction 2D où seuls les plans transaxiaux étaient utilisés, cette fois les plans de coïncidences obliques vont être pris en compte. Comme illustré sur la figure 3.40, on va utiliser l'information issue des projections obliques. Si nous nous plaçons dans un cas de figure où la caméra possède $n = 30$ anneaux de détection, alors en mode d'acquisition 2D, nous avons $2n - 1 = 59$ sinogrammes à définir pour 59 coupes transaxiales alors que dans un mode 3D, nous avons $C_{30}^2 = 435$ sinogrammes à déterminer toujours pour 59 coupes transaxiales.

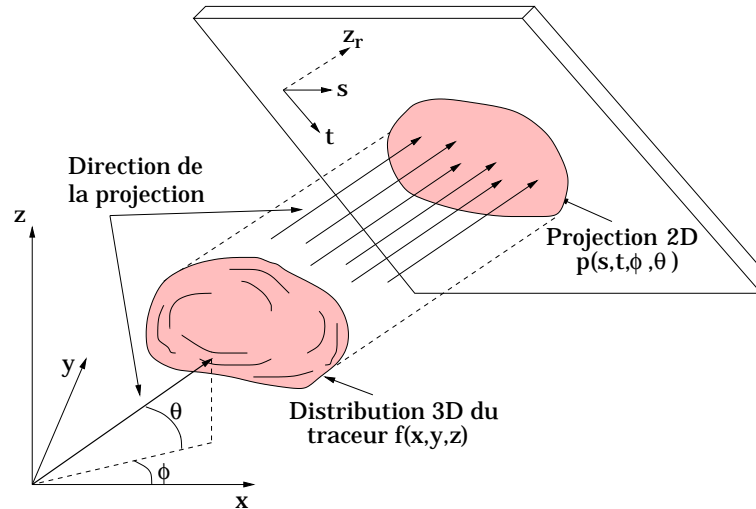


FIG. 3.40: Exemple de projection parallèle 2D d'un volume 3D.

3.5.1 Rétroprojection filtrée

Les projections vont être définies de la façon suivante, avec θ représentant l'angle entre le plan de projection et l'axe du tomographe :

$$p(s, t, \phi, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y, z) dz_r$$

Avec :

$$z_r = \begin{cases} \cos \phi \cos \theta \\ \sin \phi \sin \theta \\ \sin \theta \end{cases}$$

La matrice de rotation des coordonnées 3D étant définie de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin \phi & -\cos \phi \sin \theta & \cos \phi \cos \theta \\ \cos \phi & -\sin \phi \sin \theta & \sin \phi \cos \theta \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s \\ t \\ z_r \end{bmatrix}$$

Pour des raisons purement géométriques intrinsèques aux détecteurs (figure 3.42), il existe des contraintes sur l'angle θ . Suivant la zone à imager et reconstruire dans le champ de vue (Field Of View : FOV), toutes les combinaisons entre couronnes de détection ne sont pas accessibles. On définit donc un angle limite Ψ qui va contraindre l'angle θ accessible :

$$|\theta| < \Psi < \pi$$

Cet angle limite est directement corrélé à un paramètre appelé différence de couronne : $\Delta r = |r_2 - r_1|$. Δr permet de définir tous les plans inclinés qui vont participer à la reconstruction d'une zone spécifique du champ de vue.

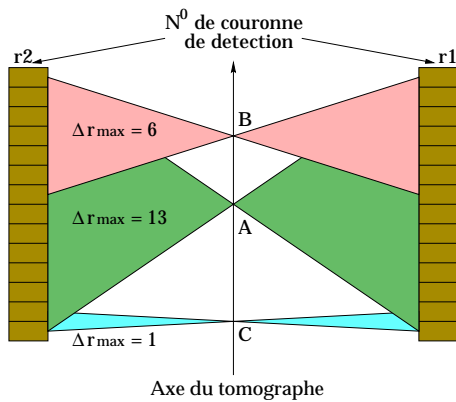


FIG. 3.41: Variation de la différence maximale de couronne $|r_2 - r_1|$ pour une source ponctuelle déplacée sur l'axe du tomographe.

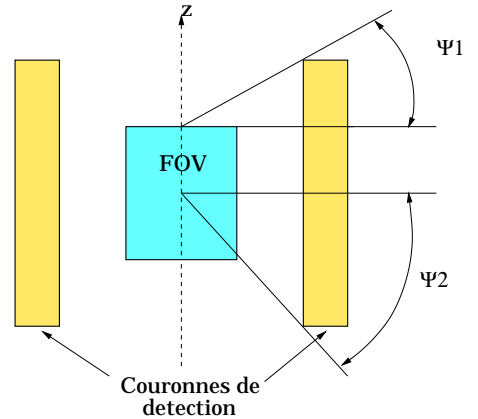


FIG. 3.42: Illustration du champ géométrique d'acquisition et des contraintes sur la valeur de Ψ .

En reconstruction 2D, quelle que soit la position dans le champ de vue de l'objet à imager, nous avons toutes les valeurs de ses projections : les données de projections sont complètes en tout point de l'axe du tomographe. Ceci est appelé l'invariance par translation axiale. En reconstruction 3D, l'invariance par translation axiale n'est pas respecté.

En effet, supposons que nous voulions reconstruire un objet complet dont les points A, B et C (figure 3.41) font partie. On souhaite utiliser une procédure d'acquisition 3D, ce qui implique une reconstruction 3D. Les couronnes mises en coïncidence définissent une valeur Δr et nous souhaitons faire une acquisition pour $\Delta r_{max} = 13$ pour l'exemple de la figure 3.41. Dans le cas où $\Delta r = \Delta r_{max}$, alors $\Psi = \Psi_2$ (voir figure 3.42). Pour un tel cas de figure, seul le point A possèdera des projections complètes. Pour les points B et C, on se retrouve avec des configuration où $\Psi_1 < |\theta|$, on considère ainsi des plans obliques de reconstruction qui sont en dehors de l'acceptance du détecteur. On ne possède pas de données concernant ces projections (projections tronquées). Les projections $p(s, t, \phi, \theta)$ étant incomplètes pour $0 \leq \phi < \pi, |\theta| \leq \Psi$ et pour toutes les valeurs de (s, t) , on ne peut pas reconstruire par rétroprojection. C'est un problème spécifique à la reconstruction 3D, la rétroprojection n'est possible que lorsque les données de projections sont complètes. Nous verrons dans la suite de cette section comment, malgré tout, il est possible de reconstruire par rétroprojection filtrée en présence de projections tronquées [Orlov ; 1976] [Townsend ; 1989].

Décrivons maintenant l'algorithme de reconstruction 3D, de la distribution $f(x, y, z)$, par rétroprojection filtrée, en supposant que nous ayons des données de projections parallèles 2D complètes. A savoir que $p(s, t, \phi, \theta)$ est connue pour $0 \leq \phi < \pi, |\theta| \leq \Psi$ et pour toute valeur de (s, t) . L'expression des projections filtrées est donnée par le produit de convolution des projections par une fonction $h(s, t, \theta)$ indépendante de ϕ .

$$p_F(s, t, \phi, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(s', t', \phi, \theta) h(s - s', t - t', \theta) ds' dt' \quad (3.7)$$

Les projections filtrées 2D vont ensuite être rétroprojetées uniformément le long de la ligne de réponse (s, t, ϕ, θ) . La reconstruction de la distribution $f(x, y, z)$ s'exprimera donc de la façon suivante :

$$f(x, y, z) = \int_0^\pi d\phi \int_{-\Psi}^{+\Psi} p_F(s, t, \phi, \theta) \cos \theta d\theta \quad (3.8)$$

Les conditions de l'équation 3.8 assurent que la ligne de réponse (s, t, ϕ, θ) passe par le point (x, y, z) . $f(x, y, z)$ est donc bien obtenue en sommant toutes les lignes de réponses rétroprojetées, (s, t, ϕ, θ) , passant par (x, y, z) .

Par analogie avec la rétroprojection filtrée en mode 2D, $h(s, t, \theta)$ va pouvoir s'exprimer comme la transformée de Fourier d'une fonction filtre $H(\nu_s, \nu_t, \theta)$, multipliée par une fonction filtre passe bas $W(\nu_s, \nu_t)$:

$$h(s, t, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu_s, \nu_t, \theta) W(\nu_s, \nu_t) e^{2i\pi(s\nu_s + t\nu_t)} d\nu_s d\nu_t \quad (3.9)$$

(s, t) s'expriment par (ν_s, ν_t) dans l'espace des fréquences et dans cet espace des fréquences, si l'on souhaite exprimer (ν_s, ν_t) en coordonnées polaires (ρ, α) , leurs expressions deviennent :

$$\begin{aligned}\nu_s &= \rho \cos \alpha \\ \nu_t &= \rho \sin \alpha \\ \rho^2 &= \nu_s^2 + \nu_t^2\end{aligned}$$

Une fonction filtre appropriée, $H(\nu_s, \nu_t, \theta)$, a été développée et proposée par Colsher [Colsher ; 1980], son expression est la suivante :

$$\begin{aligned}H(\rho \cos \alpha, \rho \sin \alpha, \theta) &= \frac{\pi \rho}{\arcsin \frac{\sin \Psi}{Z}} & Z \geq \sin \Psi \\ &= 2\rho & Z < \sin \Psi\end{aligned}\quad (3.10)$$

avec $Z = \sqrt{(\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \sin^2 \theta)}$ et $|\theta| \leq \Psi$.

Une expression plus récente du filtre implémente une formulation en 3 dimensions, $H(\vec{\nu})$, qui découle directement du calcul de la modulation de la fonction identité sur une acceptance cylindrique d'ouverture Ψ :

$$H(\vec{\nu}) = \begin{cases} \frac{|\vec{\nu}|}{2\pi} & \sin \xi \leq \sin \Psi \\ \frac{1}{4 \arcsin \left\{ \frac{\sin \Psi}{\sin \xi} \right\}} & \sin \xi > \sin \Psi \end{cases}$$

où ξ est l'angle polaire du vecteur fréquence $\vec{\nu}$.

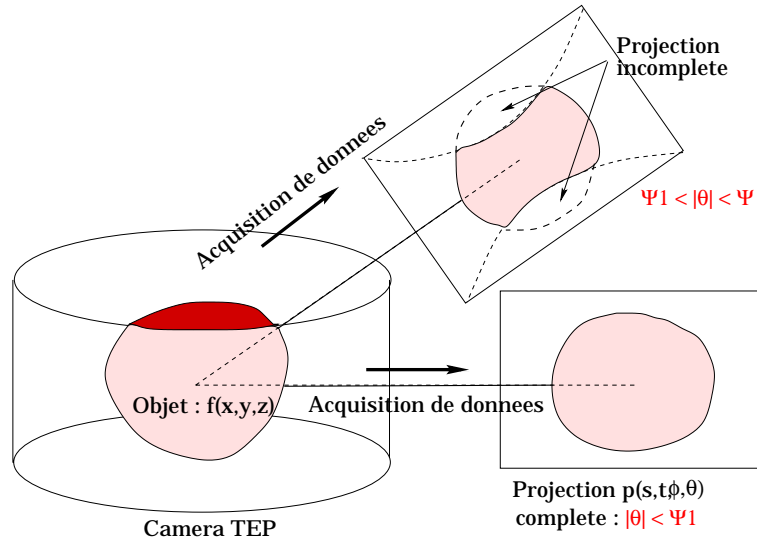


FIG. 3.43: Illustration de la collection de projections tronquées parmi des projections complètes [Defrise ; 1998].

En conclusion, si les données de projection sont complètes, il suffit d'appliquer l'équation 3.8, en tenant compte des équations 3.9 et 3.10, pour reconstruire la distribution d'activité $f(x, y, z)$. Comme nous l'avons déjà noté précédemment, si les données de projections sont incomplètes, la procédure de rétroprojection n'est pas directement applicable.

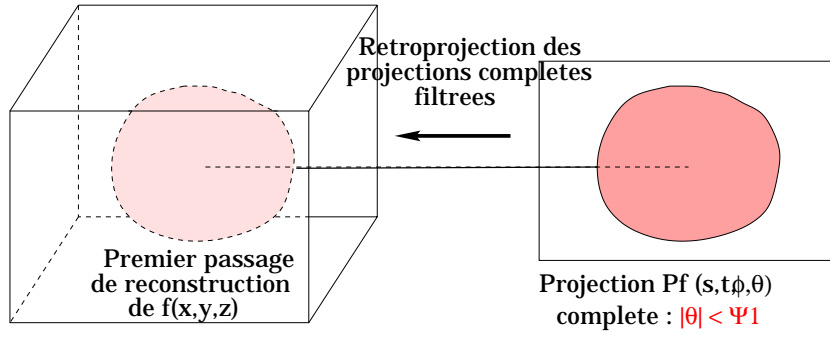


FIG. 3.44: *Reconstruction de la première passe par utilisation des projections complètes [Deprise ; 1998].*

La deuxième étape (figure 3.45) a pour objectif de compléter les projections tronquées. Pour cela, il faut projeter l'image reconstruite en 3.44. Ces projections doivent, bien évidemment, se faire pour des valeurs de θ telles que :

$$\Psi_1 < |\theta| < \Psi$$

Le résultat de ces projections permet de compléter les projections tronquées issues de l'acquisition.

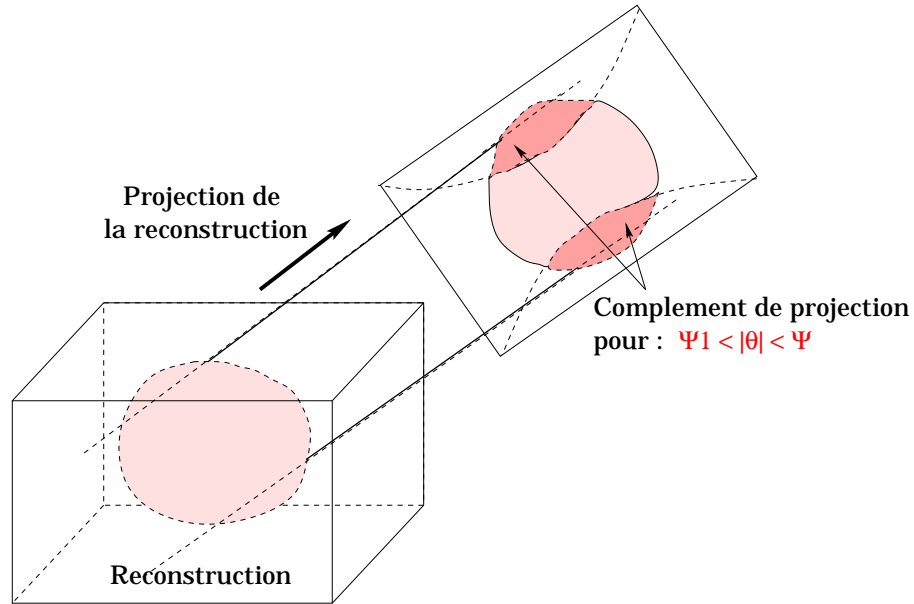


FIG. 3.45: *Estimation des projections tronquées par projection de l'image reconstruite à la première passe [Deprise ; 1998].*

On a donc un ensemble complet de projections filtrées $p_F(s, t, \phi, \theta)$ pour $|\theta| < \Psi$ qui nous permet de reconstruire l'image $f(x, y, z)$ (figure 3.46) en utilisant l'algorithme de rétroprojection filtrée 3D explicitée ci-dessus.

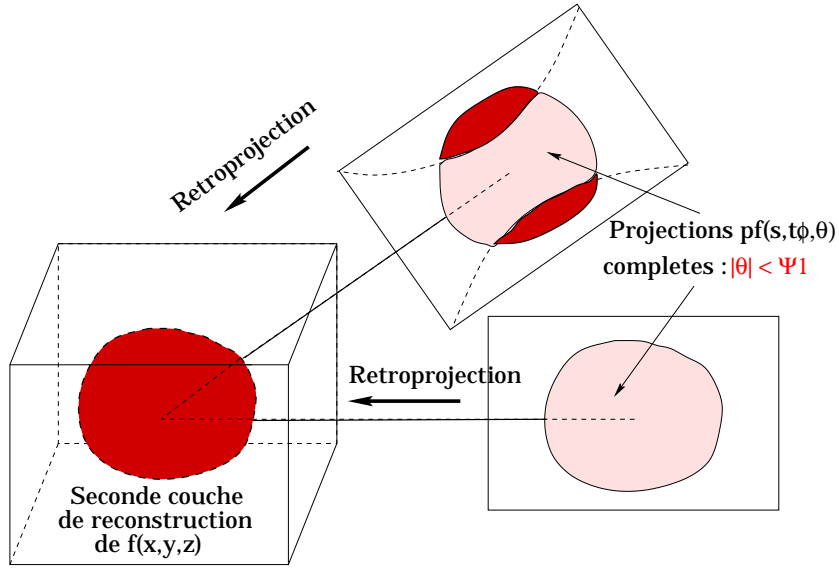


FIG. 3.46: *Reconstruction de la deuxième passe en utilisant le set complet des projections [Defrise ; 1998].*

Les ordres de grandeur qu'il convient d'avoir pour une procédure de reconstruction 3D sur un TEP corps entier sont les suivants :

- caméra de 24 couronnes ;
- $\Delta r_{max} = 17$;
- $\Psi = 12^\circ$.

Dans ces conditions, plus de 90% des données d'acquisition sont incorporées pour la reconstruction.

3.5.2 Méthodes de Ré-échantillonnage

Dans le domaine de la reconstruction 3D, un grand nombre d'algorithmes sont proposés depuis le début des années 90. L'objectif étant de rendre les procédures de reconstruction plus rapides et de limiter l'espace disque encombré par le volume extrêmement important des données d'acquisition 3D. C'est précisément avec ces deux objectifs en ligne de mire que les algorithmes de ré-échantillonnage ont été développés.

La philosophie d'un algorithme de ré-échantillonnage est de partir d'un lot de données issues d'une acquisition 3D, pour arriver à une estimation de ces données sous forme d'un sinogramme 2D pour chaque plan transaxial de reconstruction. Il existe actuellement deux types d'algorithmes de ré-échantillonnage [Defrise ; 1997] :

- SSRB : Single Slice ReBinning ;
- FORE : FOUrier REbinning.

Seule la méthode SSRB sera décrite dans la suite de ce chapitre.

Soit $\Delta r = r_2 - r_1$ avec r_1 et r_2 les coordonnées des couronnes de détection du tomographe mises en coïncidence et $z = (r_2 + r_1)/2$ (coordonnée sur l'axe du tomographe), alors, comme nous le montre la figure 3.47, il s'agit de compresser les sinogrammes de la forme $s(s, \phi, z, \Delta r)$

sous la forme $s_{2D}(s, \phi, z)$. L'application d'un algorithme de ré-échantillonnage induit donc une procédure de reconstruction 2D, plan par plan.

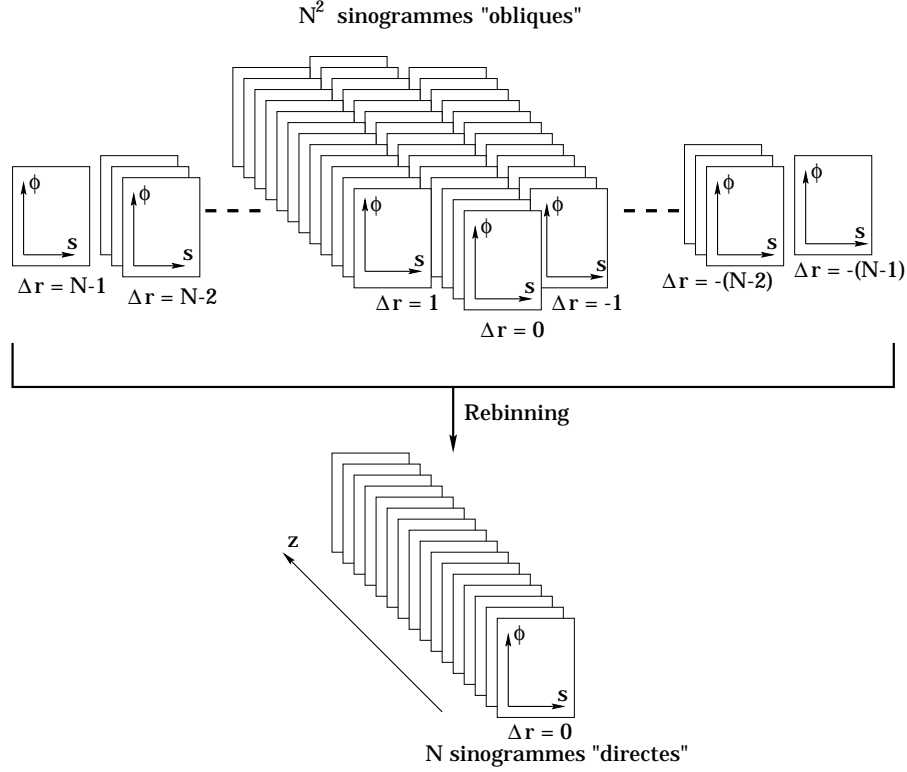


FIG. 3.47: Illustration du processus de ré-échantillonnage : compression des données sinogrammes 3D en données sinogrammes 2D [Defrise ; 1998].

L'algorithme SSRB est la méthode de ré-échantillonnage la plus simple. L'idée de base est de négliger l'angle θ entre les lignes de réponse et le plan transaxial. Comme l'illustre la figure 3.48, chaque ligne de réponse, entre un détecteur de r_1 et un détecteur de r_2 , est recalée dans le plan transaxial de coordonnée $z = (r_1 + r_2)/2$. Ce plan transaxial se trouve à mi-distance entre les couronnes r_1 et r_2 . L'expression des sinogrammes ré-échantillonnés est donc la suivante :

$$s_{2D}(s, \phi, z) = \frac{1}{2\Delta r_{max}(z)} \int_{-\Delta r_{max}(z)}^{+\Delta r_{max}(z)} s(s, \phi, z, \Delta r) d\Delta r$$

Sachant que $\Delta r_{max}(z)$ est la différence maximale de couronne pour une valeur de z donnée. Classiquement, on reconstruira l'image associée à chaque $s_{2D}(s, \phi, z)$ en appliquant une reconstruction 2D par rétroprojection filtrée ou méthodes itératives.

Nous pouvons également constater sur la figure 3.48 que la méthode SSRB est particulièrement adaptée pour des distributions de traceur proches de l'axe du tomographe. A titre d'exemple, sur un examen cérébral au $[^{18}F]FDG$ ou autres, du fait de l'important champ de vue, on pourrait imaginer l'apparition de distortion en utilisant une reconstruction par SSRB. Une analyse comparative entre une reconstruction SSRB et une rétroprojection filtrée 3D, nous montre que la qualité d'images reconstruites est tout à fait similaire pour les deux techniques. Ceci s'explique par le fait que le Δr_{max} utilisé pour ce genre d'examen, entraîne un angle θ_{max} , entre les lignes

3.6 Conclusion

de réponse obliques et l'axe du tomographe, qui n'excède pas 10 degrés. Dans ces conditions, l'approximation $\theta = 0$ faite dans le SSRB, ne cause pas de perturbation trop importante à la reconstruction.

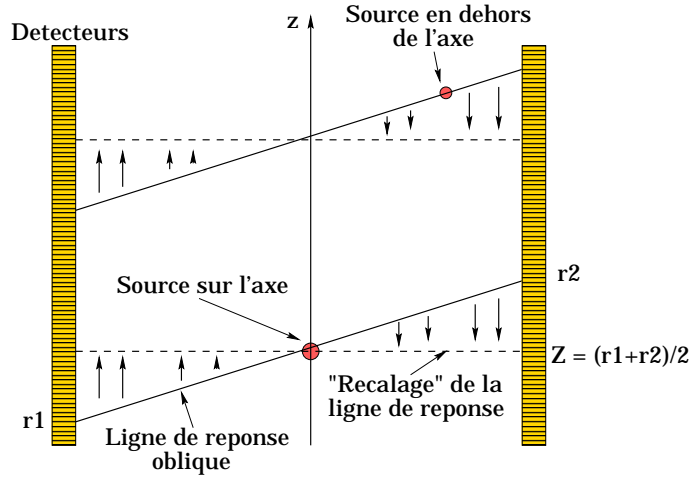


FIG. 3.48: Principe du ré-échantillonnage par la méthode SSRB : les lignes de réponse obliques sont recalées (projetées) dans les plans transaxiaux intermédiaires à r_1 et r_2 [Defrise ; 1998].

3.5.3 Méthodes algébriques

Les principes de reconstruction par méthodes algébriques, développés précédemment dans ce chapitre, sont parfaitement applicables à l'issue d'une acquisition 3D. Les problèmes qui vont se poser concerneront surtout le temps de calcul. Une acquisition 3D implique bien souvent plus de 10 millions de lignes de réponse, si l'on utilise un algorithme itératif de type ART qui reconstruit par correction en itérant sur chaque ligne de réponse, il est parfaitement clair que le temps de reconstruction peut rapidement devenir assez important. Dans bien des cas, avant d'appliquer une reconstruction itérative sur des données 3D, on appliquera un algorithme de compression de données par méthode de ré-échantillonnage.

3.6 Conclusion

Comme nous avons pu le voir dans ce chapitre, les techniques de reconstructions en TEP sont relativement nombreuses et il est difficile d'établir une hiérarchie entre ces différentes méthodes. Le choix de l'algorithme à utiliser est très lié au protocole expérimental défini. Une acquisition 3D améliore assez fortement la sensibilité des systèmes TEP ce qui permet dans bon nombre de cas une meilleure quantification de l'ensemble d'un volume imagé. En revanche, ce type d'acquisition entraîne une augmentation très nette des coïncidences fortuites et diffusées ce qui peut dans certains cas dégrader la résolution sur image et compliquer la quantification de l'activité. Certains protocoles pourront donc privilégier une acquisition/reconstruction 2D.

En ce qui concerne les images reconstruites présentées dans ce manuscrit, nous verrons dans les chapitres suivants que nous avons développé des procédures de reconstruction 2D en rétroprojection filtrée qui seront directement appliquées pour des acquisitions 2D. Dans le cas d'acquisition en mode 3D, une méthode de ré-échantillonnage SSRB sera appliquée avant d'effectuer une rétroprojection filtrée 2D sur ces données compressées.

Deuxième partie

Géant 4 pour les simulations en médecine nucléaire - GePEToS : plateforme de simulation TEP

Chapitre 4

GEANT 4 : Validations pour les basses énergies et les applications médicales

4.1 Introduction

Ce travail de thèse repose en grande partie sur la fiabilité des simulations Monte Carlo mises en œuvre pour des interactions particules-matière s’effectuant aux basses énergies. Pour ce faire, l’environnement de développement GEANT 4 [G4 ; 2002] a été choisi et nous verrons dans ce chapitre que cela se justifie au vu de nos résultats.

Ce chapitre est consacré dans un premier temps à la présentation de GEANT 4 vis-à-vis du domaine d’applications qui nous intéresse : à savoir le développement de codes Monte Carlo pour des applications médicales et plus spécifiquement celles d’entre-elles qui sont orientées vers la Tomographie à Emission de Positons. Puis, seront présentées un certain nombre de validations que nous avons pu effectuer concernant l’algorithmique des processus électromagnétiques aux basses énergies mises en jeu en TEP.

4.2 Philosophie du code GEANT 4

GEANT 4 est un outil de développement de simulations de type Monte Carlo destinées aux interactions particules-matière. Il fait partie d’une nouvelle génération d’environnements de développement basés sur une technologie Orientée Objet dont le langage de programmation est le C++. En dehors des avantages connus et reconnus de l’utilisation des langages objet, une telle structure de développement permet de répondre aux exigences suivantes :

- plus grande transparence de la physique simulée et séparation du calcul des sections efficaces et des états finaux ;
- lisibilité des codes sources ;
- possibilité d’adjonction de modules sans perturbation de l’architecture de base du code ;
- pérenité accrue ;
- amélioration de la description des processus physiques.

La première version stable de GEANT 4.0 fut disponible au CERN au milieu de l’année 1998. Elle reflétait 4 ans de travail pour plus de 100 physiciens et 40 instituts ou laboratoires du monde entier. En quelques chiffres, cette première version comportait 700000 lignes de code,

4.2 Philosophie du code GEANT 4

1200 classe C++ et près de 3000 fichiers. Depuis, la collaboration GEANT 4 assure maintenance et développement en collaboration étroite avec les utilisateurs.

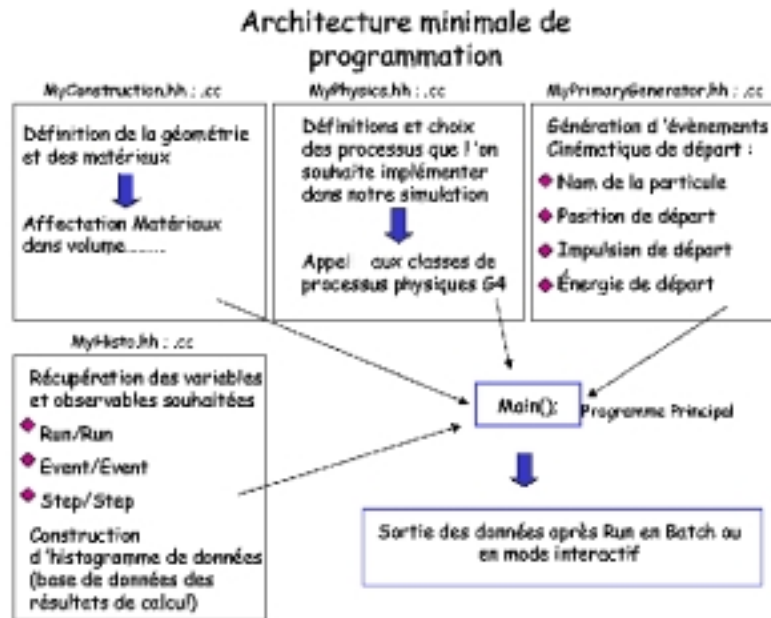


FIG. 4.1: Configuration minimale pour effectuer une simulation dans l'environnement GEANT 4.

Le schéma 4.1 illustre l'architecture minimale permettant de mettre en œuvre une simulation sous GEANT 4. Les processus physiques utilisés, la cinématique initiale des particules, la construction du détecteur (matériaux et géométrie) ainsi que le calcul des observables d'analyse, doivent être développés sous forme de classes et d'objets.

Outre les spécificités purement informatiques d'un outil comme GEANT 4, un effort important a été consacré au module de définition des géométries de détecteur, des matériaux utilisés et à l'écriture des algorithmes utilisés pour simuler les processus physiques.

En ce qui concerne la définition de la géométrie, les méthodes classiques d'imbrication de volumes les uns dans les autres sont bien sûr présentes, mais GEANT 4 permet également d'implémenter des géométries directement définies par CAO. Pour les matériaux, l'idée est de définir les éléments (*G4Element*) par 3 paramètres :

- densité ;
- masse molaire ;
- nombre atomique Z .

Puis, de définir les matériaux utilisés (*G4Material*) en suivant leurs compositions chimiques en termes d'éléments. Enfin, concernant la physique dans GEANT 4, l'ensemble des propriétés des particules figurant dans le PDG (Particle Data Group) sont décrites ainsi que tous leurs processus d'interaction de type hadronique et électromagnétique. Il n'est pas question ici de passer

en revue l'ensemble de ces algorithmes mais plutôt de se concentrer sur les processus physiques qui concernent directement le domaine des applications médicales et plus spécifiquement celui de la TEP : à savoir l'ensemble des interactions électromagnétique dans un secteur d'énergie inférieure à 511 keV.

4.3 Processus électromagnétiques de basse énergie

Ces processus que sont l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et Rayleigh, l'émission radiative (Bremsstrahlung), la diffusion multiple et la perte d'énergie par ionisation, s'appliquent aux photons et aux électrons interagissant dans des milieux avec une énergie incidente inférieure à 1 MeV.

La simulation de tous ces effets demande des ressources importantes en terme de données expérimentales et théoriques. Dans GEANT 4, les librairies de base de données utilisées pour le calcul des sections efficaces et des états finaux sont les suivantes :

- EPDL97 (Evaluated Photons Data Library) [Cullen ; 1997]
- EEDL (Evaluated Electrons Data Library) [Perkins - 1]
- EADL (Evaluated Atomic Data Library) [Perkins - 2]
- SPD (Stopping Powers Data) [Andersen ; 1977][Ziegler ; 1997][Ziegler ; 1985][Allisy ; 1993]

Une des particularités de la collaboration GEANT 4 est d'avoir insisté sur le développement d'algorithmes permettant un calcul fiable des sections efficaces et des états finaux de particules pour des interactions électromagnétiques dites de basse énergie, typiquement comprises entre quelques eV et une centaine de keV. Ceci implique que les données utilisées soient valables sur toute la plage d'énergie considérée et que l'échantillonnage entre 2 valeurs d'énergie soit suffisamment fin.

Processus	Energie Standard	Basse Energie
Effet photoélectrique	10 keV	250 eV (*)
Effet Compton	10 keV	250 eV (*)
Effet Rayleigh	Non simulé	250 eV (*)
Bremstrahlung	1 keV	10 eV
Ionisation	1 keV	10 eV
Multidiffusion	1 keV (*)	1 keV (*)

TAB. 4.1: *Seuils minimum en énergie suivant les processus. (*) valeurs de la limite par défaut, la limite intrinsèque étant de 10 eV.*

Le tableau 4.1 permet d'apprécier les différences sur les seuils de coupure en énergie pour les processus électromagnétiques, entre les algorithmes standards et ceux spécifiquement développés pour les basses énergies.

Pour plus de détails sur le calcul des sections efficaces de chaque processus précédemment cité et des états finaux résultants, le lecteur pourra se référer à [Apostolakis ; 1999].

4.4 Utilisation de GEANT 4 pour la TEP

La simulation d'un système TEP se décompose de la façon suivante :

- émission d'un β^+ suivant le spectre de décroissance de l'isotope ;
- parcours et thermalisation des β^+ ;
- annihilation d'une paire e^+e^- en 2γ ;
- suivi et interaction des photons d'annihilation.

Nous allons développer chacun de ces points afin d'établir et de définir chaque processus le plus précisément possible.

4.4.1 Génération des positons

Pour limiter les approximations dans la physique simulée, il faut éviter de générer des positons dont l'énergie est fixe et privilégier une méthode où l'énergie du positon correspond au spectre de d'émission β^+ de l'isotope considéré. Pour cela, nous utilisons la technique d'échantillonnage numérique de von Neumann dans la procédure à 2 étapes suivante :

- calcul du spectre de décroissance β^+ ;
- tirage aléatoire suivant la distribution définie par ce spectre en suivant l'algorithme de von Neumann.

Spectre β^+

On a relevé dans des tables [Landolt ; Table] les paramètres des spectres β^+ des isotopes utilisés (^{18}F , ^{11}C , ^{15}O). Pour faciliter les calculs numériques, les spectres ont été ajustés par une fonction polynômiale, $f(x)$, d'ordre 3 ou 4 suivant le cas de figure.

La figure 4.2 permet de définir les paramètres de cet ajustement qui vont nous permettre d'effectuer un tirage aléatoire suivant la distribution représentée par $f(x)$.

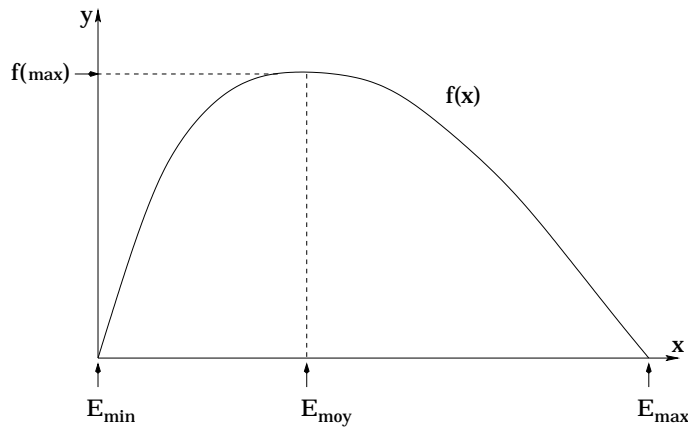


FIG. 4.2: Paramétrisation de la fonction d'ajustement $f(x)$.

Algorithme de von Neumann

La valeur de E_{max} est connue pour tous les spectres de décroissance β^+ et, bien sur, $E_{min} = 0$. La détermination de $f(max)$ est très simple du fait que la fonction $f(x)$ est parfaitement connue après l'ajustement effectué. On va donc effectuer un tirage aléatoire du couple (x, y) tel que :

$$\begin{cases} x \in [E_{min}, E_{max}] \\ y \in [0, f(max)] \end{cases}$$

Les conditions d'acceptation de la valeur de x sont les suivantes :

$$\begin{cases} y \geq f(x) \Rightarrow \text{refusé} \\ y < f(x) \Rightarrow \text{accepté} \end{cases}$$

Résultats

Nous avons appliqué cette technique pour simuler les spectres de décroissance β^+ pour les isotopes classiques en TEP que sont le ^{18}F , le ^{11}C et l' ^{15}O . Les figures 4.3 et 4.4 illustrent les résultats obtenus pour une génération de 100000 β^+ . Le tableau 5.3 montre qu'ils sont en accord avec les valeurs expérimentales.

	E_{max}		$\langle E \rangle$: énergie la plus probable	
	# Simulation	# Data [Table]	# Simulation	# Data [Table]
^{18}F	620 keV	633 keV	$\simeq 250$ keV	242 keV
^{11}C	950 keV	959 keV	$\simeq 375$ keV	385 keV
^{15}O	1750 keV	1738 keV	$\simeq 725$ keV	735 keV

TAB. 4.2: Comparaisons simulation-données des spectres de décroissance β^+ .

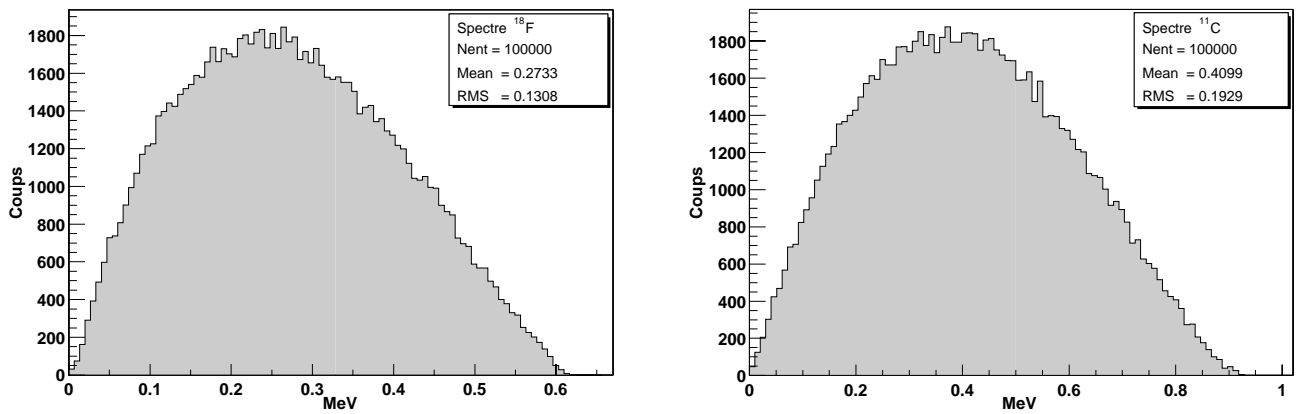


FIG. 4.3: Spectres de décroissance β^+ du ^{18}F et du ^{11}C .

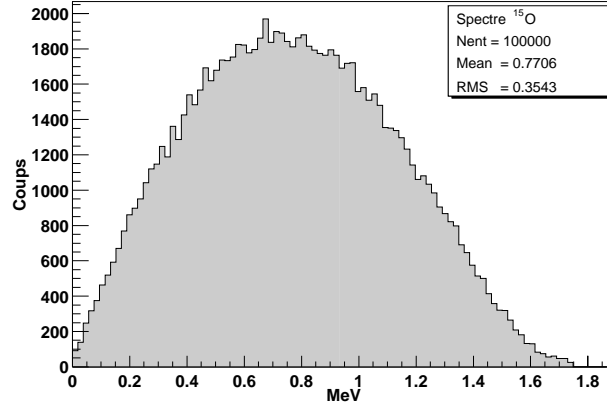


FIG. 4.4: Spectre de décroissance β^+ de ^{15}O .

4.4.2 Ralentissement des β^+

Le ralentissement pour la thermalisation du β^+ dans les tissus, se fait par ionisation et diffusions multiples. Nous avons simulé cette thermalisation dans l'eau (de composition proche des tissus humains) pour des β^+ issus des 3 spectres d'isotopes précédemment cités.

Le tableau 4.3 permet de confronter les résultats obtenus par simulation de la distance de vol de β^+ dans l'eau avec des données obtenues dans la littérature [Townsend ; 1993]. L'accord est là encore tout à fait satisfaisant. Les figures 4.5 et 4.6 illustrent les distributions associées à ces distances de vol qui, rappelons le, représentent un facteur important dans la dégradation de la résolution spatiale en TEP.

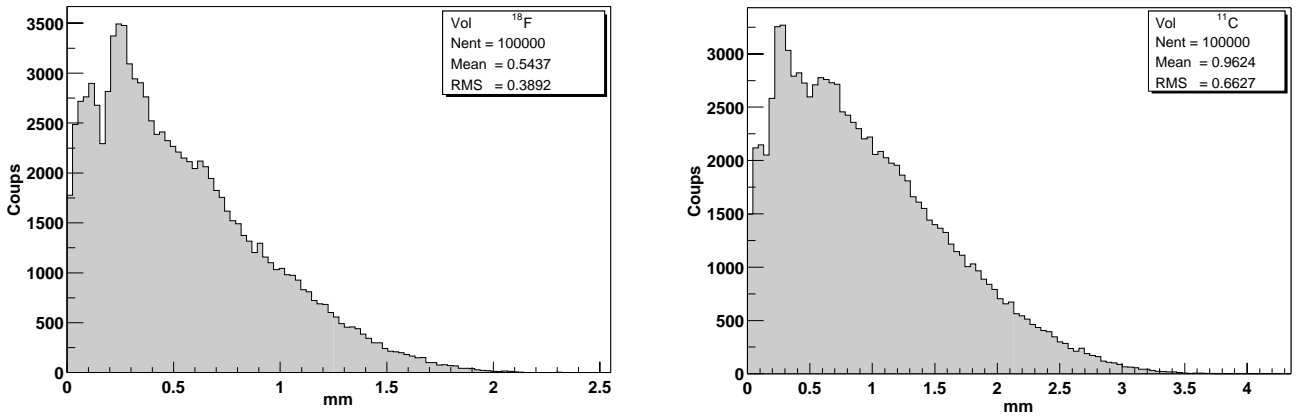


FIG. 4.5: Vol des β^+ dans l'eau pour les spectres du ^{18}F et du ^{11}C .

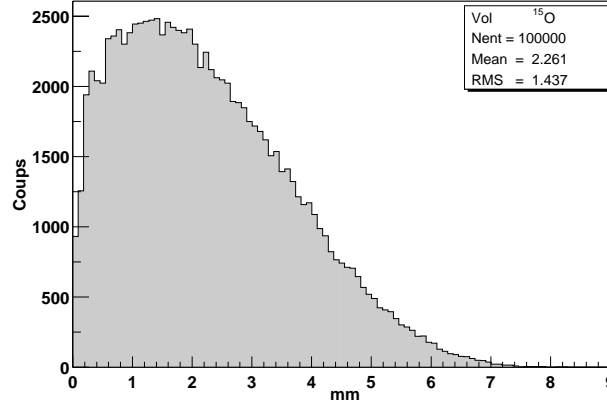


FIG. 4.6: Vol des β^+ dans l'eau pour le spectre de ^{15}O .

	Distance de vol maximale du β^+ dans l'eau	
	# Simulation	# Data
^{18}F	2,3 mm	2,4 mm
^{11}C	4,1 mm	5,0 mm
^{15}O	8,3 mm	8,2 mm

TAB. 4.3: Comparaisons simulation-données des distances de vol de β^+ dans l'eau.

4.4.3 Accolinéarité des photons d'annihilation

L'annihilation d'une paire e^+e^- est gérée très simplement dans GEANT 4. En effet, une fois thermalisé, le β^+ s'annihile avec un électron du cortège électronique voisin en produisant 2 photons γ de 511 keV. La direction du premier photon est choisie aléatoirement dans 4π alors que le second photon est émis exactement à 180° du premier. L'effet d'accolinéarité (dû au mouvement des électrons sur leurs orbites) n'est donc pas pris en compte dans l'algorithme de base. S'agissant d'un processus fondamental en TEP (cf. Chapitre 2), nous avons souhaité implémenter cet effet dans GEANT 4.

Pour cela, on tire une valeur ΔE sur une distribution gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est de 2,59 keV correspondant à la déviation en énergie subie par les γ après annihilation dans l'eau [Iwata ; 1997]. Le décalage angulaire θ associé s'exprime par :

$$\theta = \frac{2 \cdot \Delta E}{m_0 \cdot c^2}$$

C'est précisément cette valeur calculée pour chaque événement qui sera choisie comme angle d'accolinéarité entre les 2 γ d'annihilation. La figure 4.7 représente la distribution de l'accolinéarité pour un lot d'événements simulés. La largeur à mi-hauteur de cette distribution gaussienne est de 10,18 mrad soit $0,58^\circ$ ce qui est parfaitement en accord avec la littérature (cf. Chapitre 2.1.4).

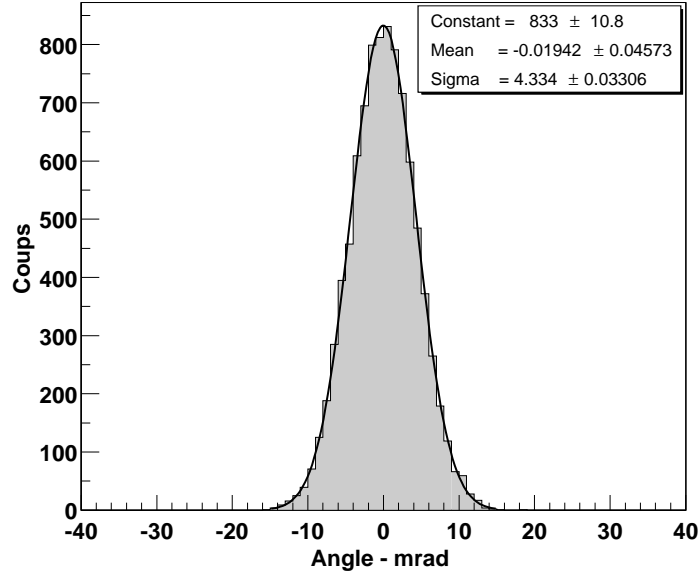


FIG. 4.7: Distribution de l'angle d'accollinéarité entre les 2 γ d'annihilation.

4.4.4 Evaluation du coefficient de photo-fraction

Il est important de vérifier que le coefficient de photo-fraction du scintillateur considéré, est correctement reproduit par GEANT 4. Le coefficient de photo-fraction, à une énergie donnée, est défini comme le rapport entre le nombre de γ dont la première interaction est photoélectrique et le nombre de γ ayant interagi, de quelque manière que ce soit, dans le scintillateur. Les scintillateurs que j'ai défini dans GEANT 4 sont le NaI, le BGO et le LSO ainsi que le xénon liquide. Le tableau 4.4 permet de comparer les résultats obtenus par simulation avec ceux trouvés dans la littérature.

	LXe	NaI	BGO	LSO
# Simulation G4	22 %	18 %	43 %	34 %
# Data	24 %	18 %	42 %	33 %

TAB. 4.4: Comparaisons des coefficients de photo-fraction obtenus par GEANT 4 et les valeurs publiées pour différents scintillateurs. L'erreur sur les valeurs obtenues par simulation est systématiquement $< 10\%$.

L'accord simulation/données est très bon et permet ainsi de valider les interactions photoélectriques entre des γ incidents de 511 keV avec les scintillateurs classiquement utilisés en TEP.

4.4.5 Coefficients d'atténuation des γ dans la matière

Une autre vérification importante qu'il convient d'effectuer afin de valider les interactions γ /matière, concerne les coefficients d'atténuation des γ dans les matériaux utilisés en TEP. Nous

nous sommes concentrés ici sur les matériaux qui nous intéressent à savoir le xénon liquide pour le développement d'un μ TEP (cf. Chapitre 6-7-8-9), l'aluminium qui correspond au matériau utilisé dans les structures métalliques de construction du détecteur et enfin l'eau puisqu'elle est utilisée dans tous les fantômes.

Pour évaluer ces coefficients, nous avons effectué une simulation GEANT 4 correspondant à la situation illustrée par la figure 4.8.

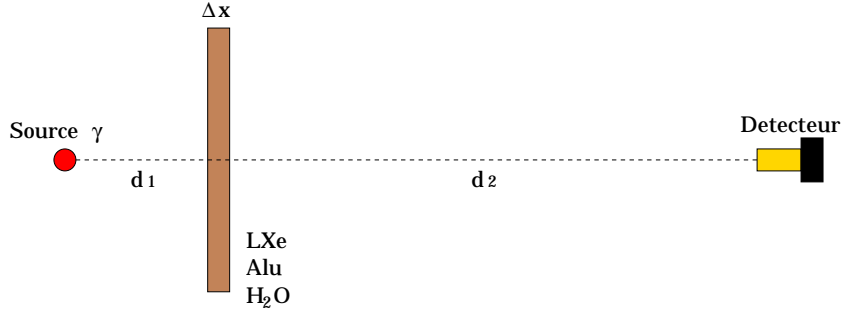


FIG. 4.8: Configuration permettant de déterminer les coefficients d'atténuation des γ dans différents matériaux.

Les distances d_1 et d_2 étaient respectivement de 5 cm et de 2 m. Soit I_0 le nombre de photons γ arrivant perpendiculairement sur une plaque d'épaisseur Δx et I le nombre de γ n'ayant pas interagi à la traversée de cette plaque et qui sont ainsi détectés. On remonte au coefficient d'atténuation linéaire, μ , de la manière suivante :

$$\mu = -\frac{1}{\Delta x} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right)$$

Les coefficients μ ainsi déterminés sont pondérés par la densité ρ du matériau considéré (cf. tableau 4.5) afin de pouvoir comparer ces valeurs à celles données dans les tables du NIST (National Institute of Standards and Technology [NIST ; WWW]).

	Xénon liquide	H ₂ O	Aluminium
ρ - (g/cm ³)	3,06	1,0	2,7

TAB. 4.5: Densité des matériaux utilisés.

L'objectif de cette simulation est avant tout de comparer la qualité des algorithmes standard et de basses énergies dans l'évaluation de ces coefficients pour des photons γ incidents dont l'énergie est comprise entre 1 keV et 500 keV. Les figures 4.9 et 4.10 permettent d'évaluer la quantité suivante :

$$Erreur(\%) = \frac{\mu_{simulation} - \mu_{NIST}}{\mu_{NIST}}$$

Ce qui nous permet de déterminer l'erreur commise par les algorithmes standard et basses énergies par rapport aux données du NIST.

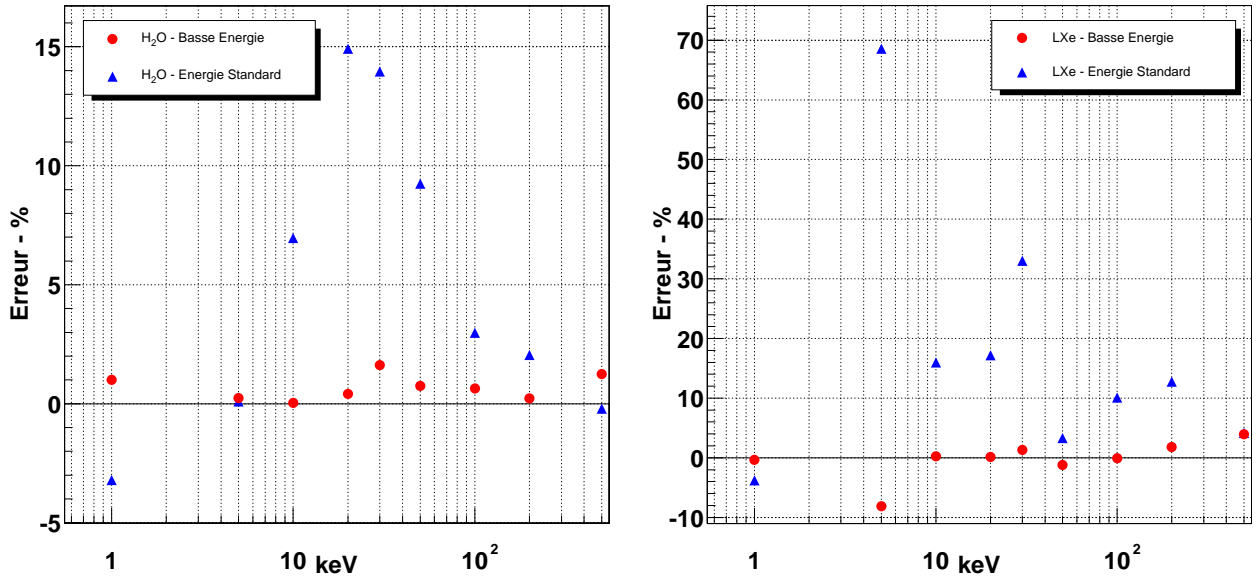


FIG. 4.9: *Evaluation des erreurs sur les coefficients d'atténuation de γ d'énergie comprise entre 1 keV et 500 keV, dans l'eau et le xénon liquide, pour les algorithmes "énergie standard" et "basse énergie". Les barres d'erreur sont comprises dans les points de mesure.*

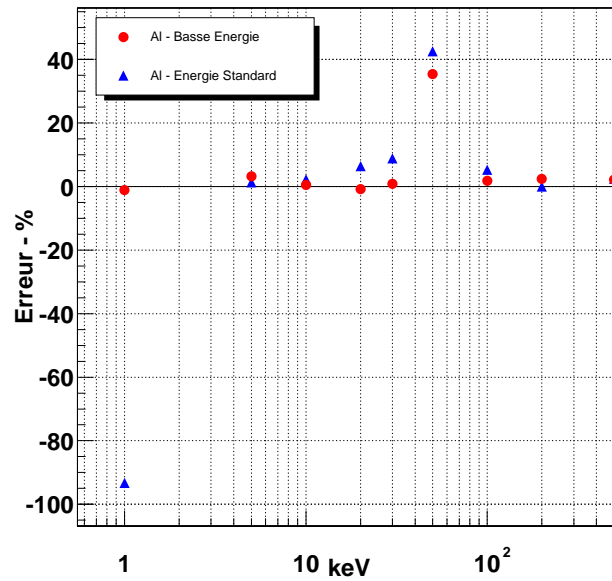


FIG. 4.10: *Evaluation des erreurs sur les coefficients d'atténuation de γ d'énergie comprise entre 1 keV et 500 keV, dans l'aluminium, pour les algorithmes "énergie standard" et "basse énergie".*

L'analyse des figures 4.9 et 4.10 montre clairement qu'en utilisant l'ensemble des algorithmes basse énergie, l'erreur commise sur la détermination du μ/ρ est \leq quelques % sur toute la plage d'énergie balayée que ce soit dans l'aluminium, le xénon liquide ou l'eau. Le seul écart important se situe pour des γ de 50 keV dans l'aluminium où l'erreur est de 35 % (ceci reflétant peut être un problème dans une base de données).

En revanche, l'utilisation des algorithmes standard montre une divergence importante dans la zone d'énergie comprise entre 1 keV et 100 keV où les erreurs commises sur l'évaluation de μ/ρ peuvent aller jusqu'à 15 % dans l'eau, 35 % dans le xénon liquide et 90 % dans l'aluminium. Ce secteur en énergie correspond à la zone où la section efficace Rayleigh n'est plus négligeable et cet effet n'est pas pris en compte par les algorithmes standard gérant les processus électromagnétiques.

4.5 Conclusions

Au regard de ces différents résultats, plusieurs constatations s'imposent concernant GEANT 4 :

- C'est un outil de simulation Monte Carlo des interactions particule/matière robuste et versatile qui est maintenu et testé par une forte communauté de développeurs et d'utilisateurs.
- Les classes concernant les processus physiques électromagnétiques aux basses énergies produisent des résultats très proches des données expérimentales ce qui représente un point fondamental dans le cadre de l'utilisation de GEANT 4 pour des développements de Monte Carlo appliqués au domaine de l'imagerie médicale.
- Nous avons testé tous les processus de physique impliqués en TEP sans jamais rencontrer d'aberration ou de divergence à condition, comme nous l'avons vu dans la dernière section de ce chapitre, d'utiliser les algorithmes dédiés aux basses énergies.
- Nous avons dû modifier le traitement de l'annihilation d'une paire e^+e^- dans l'eau pour tenir compte de l'accroissement des 2 photons émis.

C'est pour toutes ces raisons que GEANT 4 a été utilisé pour tous les travaux de simulation effectué dans ce travail de thèse.

Chapitre 5

Simulateur TEP - GePEToS

5.1 Introduction

Un des volets importants du travail effectué durant cette thèse, a été consacré au développement d'une plate-forme de simulation Monte Carlo pour la Tomographie à Emission de Positons reposant sur l'environnement GEANT 4 présenté dans le précédent chapitre. Le nom donné à cette plate-forme de simulation est **GePEToS** pour **Geant4 Positon Emission Tomography Simulator**.

Un certain nombre de simulateurs existent déjà dans le domaine de la TEP. Pour la plupart, ils sont destinés à l'optimisation des méthodes de correction afin d'améliorer les mesures quantitatives (cf. chapitre 2.2.2). Il s'agit donc de simulateurs qui utilisent une géométrie fixe de détecteur et pour lesquels l'algorithmique décrivant les phénomènes physiques de la TEP est simplifiée, parfois radicalement.

Les motivations qui ont conduit à développer GePEToS étaient de mettre en place un environnement permettant de simuler la réponse instrumentale d'une caméra TEP en laissant l'utilisateur libre de choisir la définition de la géométrie, des matériaux utilisés, du radioisotope et du fantôme. De plus, nous avons souhaité réduire au minimum les approximations effectuées sur la génération, le transport et la détection des particules.

Au delà du travail d'optimisation des méthodes de correction et de reconstruction, GePEToS doit permettre également d'étudier et de caractériser de nouveaux types de détecteurs pour la TEP.

Ce chapitre s'articulera autour de 2 parties, l'une concernant la conception et le développement de GePEToS et la seconde sur ses premières validations.

5.2 GePEToS : Configuration

Au sujet de la configuration du simulateur pour une caméra donnée, nous aborderons les points suivants :

- construction de la géométrie du détecteur et définition des matériaux utilisés ;
- problématique de la scintillation et de la résolution en énergie du détecteur ;
- implémentation des différents isotopes et fantômes ;
- sélection des processus physiques ;

- reconstruction des γ détectés en coïncidences.

5.2.1 Géométrie et matériaux du détecteur

Dans cette première version de GePEToS, seules les géométries possédant une symétrie cylindrique à base de modules de détection utilisant des scintillateurs sont accessibles.

Principe de définition de la géométrie modulaire d'un détecteur TEP

L'idée de départ est de pouvoir définir le plus simplement possible une géométrie réaliste. Le schéma 5.1 illustre la méthode de construction d'une géométrie de détecteur TEP avec GePEToS.

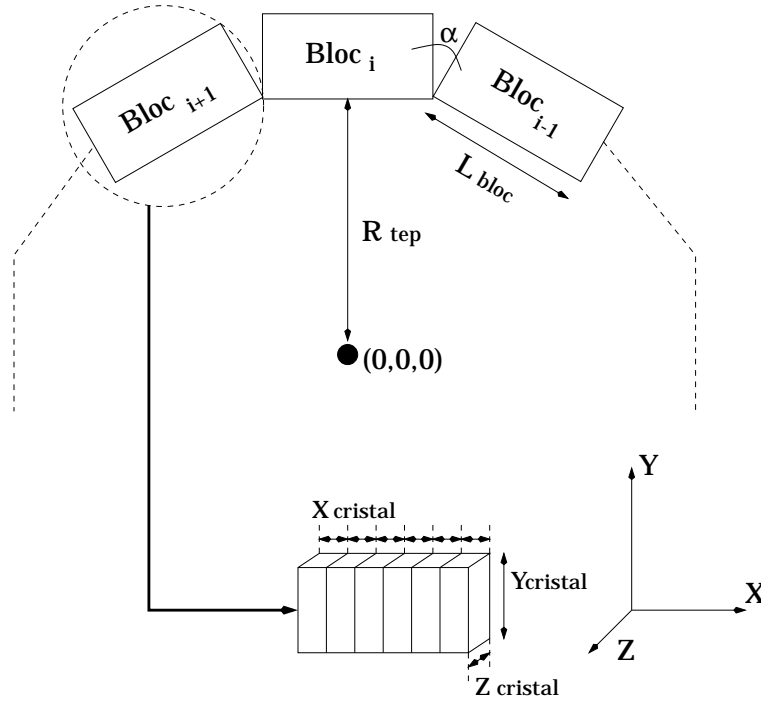


FIG. 5.1: Paramétrisation des éléments du détecteur pour sa construction dans GePEToS.

La géométrie finale étant constituée d'un ensemble de couronnes (anneaux), la partie principale consiste à définir la couronne de base. Pour cela, l'utilisateur doit entrer les paramètres suivants :

- nombre de blocs (indiqué par i sur la figure 5.1) de détection par anneau : N_{bloc} ;
- nombre de cristaux par anneau : $N_{cristaux}$;
- longueur d'un bloc unitaire : L_{bloc} ;
- profondeur du cristal : $Y_{cristal}$;
- largeur axiale d'un cristal et donc d'une couronne de détection : $Z_{cristal}$.

A l'aide de ces paramètres, GePEToS détermine la largeur transaxiale du cristal unitaire constituant un bloc de détection de la manière suivante :

$$X_{cristal} = \frac{N_{bloc} \cdot L_{bloc}}{N_{cristaux}}$$

Le rayon R_{tep} de la caméra TEP et l'angle α entre chaque bloc de détection sont quant à eux définis par :

$$R_{tep} = \frac{N_{bloc} \cdot L_{bloc}}{2\pi} \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{2\pi}{N_{bloc}}$$

Lorsque la couronne de détection de base est définie, il suffit alors de donner le nombre de couronnes que l'on souhaite utiliser dans le détecteur ainsi que l'espace entre chaque couronne de détection. Dans le cas où l'on souhaite simuler une acquisition en mode 2D, il conviendra de définir la géométrie des septas qui viendront prendre place entre chaque couronne. Pour cela, l'utilisateur devra donner la largeur des septas ainsi que leur profondeur. Actuellement et par défaut, les septas sont constitués de plomb.

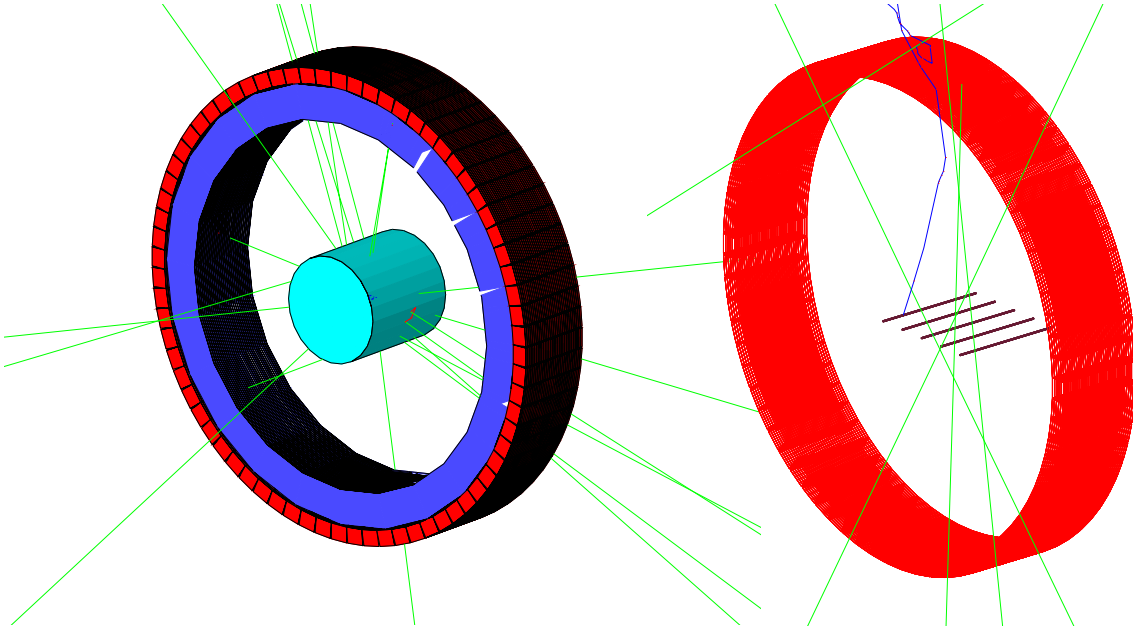


FIG. 5.2: *Illustration de la construction de la géométrie d'un système de TEP avec GePEToS. A gauche, caméra TEP en configuration d'acquisition 2D et fantôme de type cylindre d'eau. A droite configuration d'acquisition 3D et fantôme de type capillaire.*

La figure 5.2 permet de visualiser deux types de géométries définies avec GePEToS. L'une est en configuration d'acquisition 2D d'où la présence visible des septas et l'autre est en configuration d'acquisition 3D.

Scintillateurs et résolution en énergie

Cette première version de GePEToS permet d'utiliser les scintillateurs les plus communément rencontrés dans les caméras TEP :

- NaI
- BGO
- LSO

Les propriétés physiques de ces 3 scintillateurs sont correctement reproduites dans GEANT 4 (cf. chapitre 4). La scintillation des cristaux n'est pas simulée dans GePEToS. Ainsi, l'utilisateur devra donner la résolution en énergie à 511 keV du cristal utilisé. Pour les cristaux ac-

tuellement disponibles dans le simulateur (et pour d'autres encore tels que le YAP ou le LuAp), la résolution en énergie est assez bien connue expérimentalement. Dans le cas où un cristal plus exotique serait envisagé, il faudrait surement envisager une simulation de la scintillation complète afin d'estimer la résolution en énergie.

5.2.2 Isotopes et fantômes

Nous avons défini les 3 isotopes décrits dans le chapitre 4 : ^{18}F , ^{11}C et ^{15}O . L'utilisateur doit juste choisir son isotope, GePEToS se charge ensuite de générer les β^+ suivant le spectre d'émission correspondant (cf. chapitre 4.4.1). Le nombre de β^+ générés est précisé par l'utilisateur.

En ce qui concerne les fantômes, la figure 5.3 illustre les 4 fantômes accessibles.

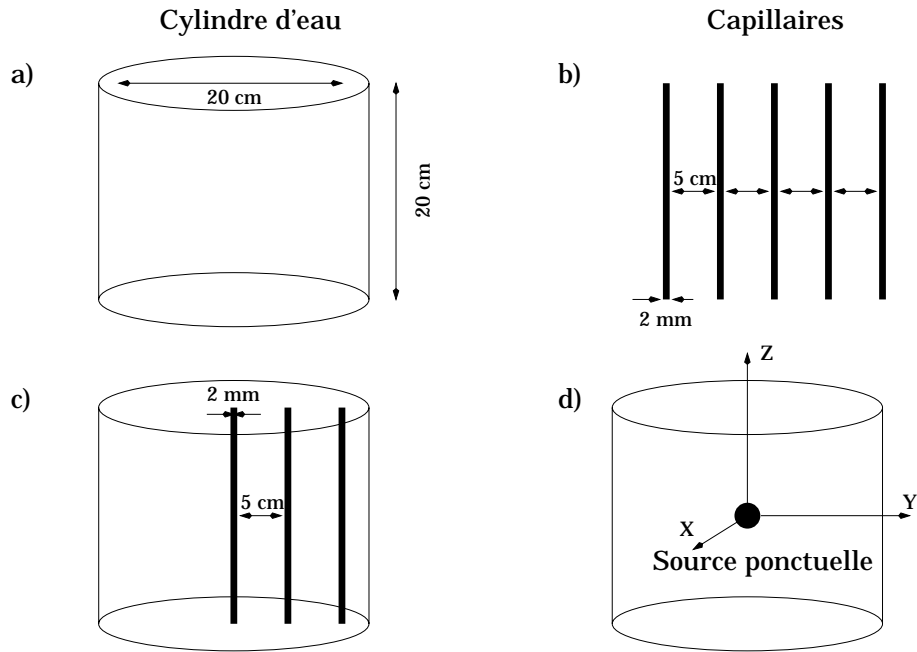


FIG. 5.3: Les 4 fantômes disponibles dans GePEToS : a/ Cylindre d'eau avec répartition homogène du radioisotope. b/ 4 capillaires d'eau de 2 mm de section, 20 cm de longueur axiale, séparation de 5 cm entre capillaire et répartition de l'isotope le long de l'axe du capillaire. c/ 3 capillaires distants de 4 cm chacun et placé dans un cylindre d'eau, l'isotope étant réparti le long de l'axe des capillaires. d/ Cylindre d'eau avec source ponctuelle au centre.

5.2.3 Processus physiques

Les processus physiques implémentés dans GePEToS correspondent exactement à ceux que nous avons exposés dans le chapitre 4.4. Nous les rappelons brièvement ici :

- génération des β^+ selon le spectre de l'isotope choisi et thermalisation par ionisation, excitation et diffusions multiples ;

- annihilation e^+e^- et génération des 2 photons γ d'annihilation produits avec défaut de colinéarité ;
- utilisation des algorithmes spécifiques pour les processus électromagnétiques de basses énergies appliqués aux γ : diffusion Compton et Rayleigh et effet photoélectrique.

La classe définissant l'ensemble de ces processus dans GePEToS est fixe et l'utilisateur ne peut en modifier les paramètres. S'il souhaitait tout de même le faire, il devrait modifier le code source et recompiler GePEToS.

5.2.4 Reconstruction des événements

La stratégie mise en place pour reconstruire la position et l'énergie de chaque γ des paires détectées en coïncidence doit tenir compte du fait que la scintillation du milieu et donc la collection de lumière, n'est pas simulée dans GePEToS.

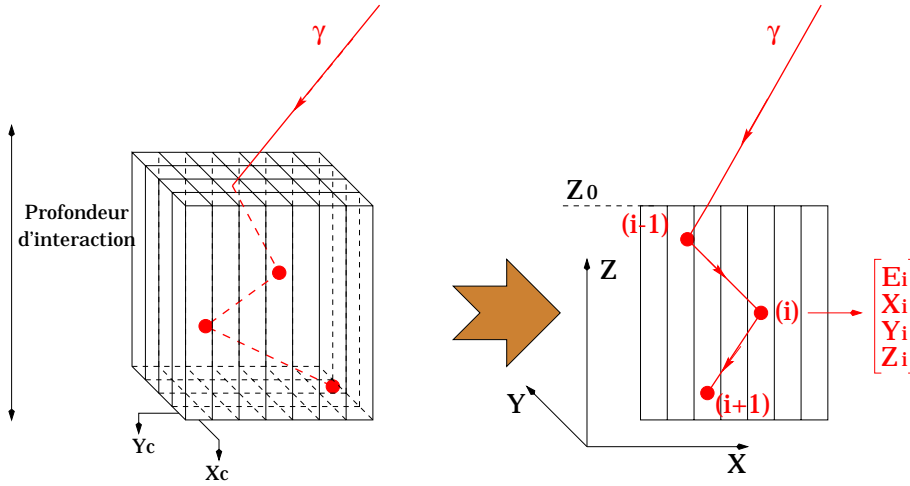


FIG. 5.4: Représentation des interactions d'un photon γ dans un bloc de détection construit avec GePEToS.

Comme le montre le schéma 5.4, les observables renvoyées par GePEToS sur l'interaction des γ dans le détecteur sont les suivantes :

- les coordonnées (X_i, Y_i, Z_i) de chaque interaction (Hit) ;
- l'énergie E_i déposée à chaque interaction (nulle en cas de diffusion Rayleigh).

Reconstruction de l'énergie

GePEToS ne simule pas la scintillation du milieu de détection. Il utilise la résolution en énergie donnée à 511 keV et considère que la variation, en fonction de l'énergie, de cette résolution se fait selon une loi normale.

Dans un premier temps, on détermine un σ_i de résolution sur chaque dépôt d'énergie E_i :

$$\sigma_i = \sqrt{E_i(\text{keV})} \cdot \frac{\sigma_{fwhm-511}}{2,35 \cdot \sqrt{511}}$$

L'énergie reconstruite pour chaque événement γ sera donc la somme des énergies E_i convoluées à une distribution gaussienne de largeur σ_i , c'est-à-dire :

$$E_{reconstruit} = \sum_{i=1}^{nHit} Gauss(E_i, \sigma_i)$$

Reconstruction de la position

Pour ce qui est de la reconstruction des coordonnées des photons détectés, il faut essayer de s'approcher de ce qui est réalisé dans un système de lecture fonctionnant sur le principe d'un calcul barycentrique.

GePEToS reconstruit les coordonnées des photons détectés de la manière suivante :

$$\begin{aligned} X_{rec} &= \frac{\sum_i X_i E_i}{\sum_i E_i} \\ Y_{rec} &= \frac{\sum_i Y_i E_i}{\sum_i E_i} \\ Z_{rec} &= \frac{\sum_i Z_i E_i}{\sum_i E_i} \end{aligned}$$

La détermination de X_{rec} et Y_{rec} permet d'identifier le cristal auquel l'interaction est attribuée. Les coordonnées en X et Y qui seront attribués à l'événement seront celles correspondant à la moitié de la section du cristal : X_c et Y_c (cf. notation de la figure 5.4).

Pour ce qui est de la reconstruction de la profondeur d'interaction, Z_{rec} prendra la valeur Z_0 (cf. figure 5.4), définie au pied du cristal, pour des systèmes ne permettant pas la mesure de la profondeur d'interaction. L'utilisateur peut demander de simuler un détecteur sensible à ce paramètre, dans ce cas c'est la valeur de Z_{rec} qui sera attribuée comme profondeur d'interaction.

5.3 Validation de GePEToS

5.3.1 Objectifs et Configuration de simulation

La géométrie qui a été définie dans GePEToS pour ces validations, est celle de la caméra ECAT EXACT HR+ de chez Siemens-CTI. Ce détecteur, illustré par la figure 5.2, est défini de la façon suivante :

- 32 anneaux de détection dont le diamètre interne est de 82,7 cm et dont l'ensemble définit un champ de vue axial de 15,2 cm ;
- chaque anneau est composé de 576 cristaux de BGO, dont les dimensions de chaque élément sont de 4,4 mm \times 4,5 mm \times 30 mm (axiale - transaxiale - profondeur). Une séparation de 0,46 mm existe entre chaque couronne ;
- dans le cas où nous souhaitons effectuer une acquisition en mode 2D, les septas ont une épaisseur de 0,8 mm, une profondeur de 6,65 cm et sont en plomb ;

L'objectif est de simuler avec GePEToS une série d'acquisitions suivant le protocole NEMA en configuration d'acquisition 2D et 3D, afin de comparer les résultats obtenus avec ceux publiés par [Brix ; 1997] ainsi que les résultats qui nous ont été fournis par le Service Hospitalier

Frédéric Joliot (SHFJ) du CEA Orsay [SHFJ ; 2002] [Lartizien ; 2002]. Comme nous l'avons souligné dans le chapitre 2.3, les critères d'évaluation en performance et donc de comparaison entre GePEToS et les données expérimentales, seront le spectre en énergie des blocs de détection BGO de la HR+, la résolution spatiale sur image, la sensibilité en mode 3D et 2D ainsi que l'évaluation de la fraction de diffusées pour chacun de ces modes d'acquisition.

5.3.2 Résolution en Energie

Comme nous l'avons précisé auparavant, l'utilisateur de GePEToS doit donner la résolution sur le pic de 511 keV. Pour les blocs de détection BGO utilisés dans la caméra ECAT EXACT HR+, cette résolution est considérée comme étant de 25 % à mi-hauteur pour σ_E/E , ce qui représente une approximation du fait des inhomogénéités de collection de lumière entre deux cristaux distincts (variation s'étallant entre 20 % et 35 % [Klaus ; 1994]). Ces inhomogénéités étant partiellement compensées instrumentalement par un étalonnage et une normalisation du détecteur. On peut considérer que GePEToS fournit directement des données étalonnées et normalisées.

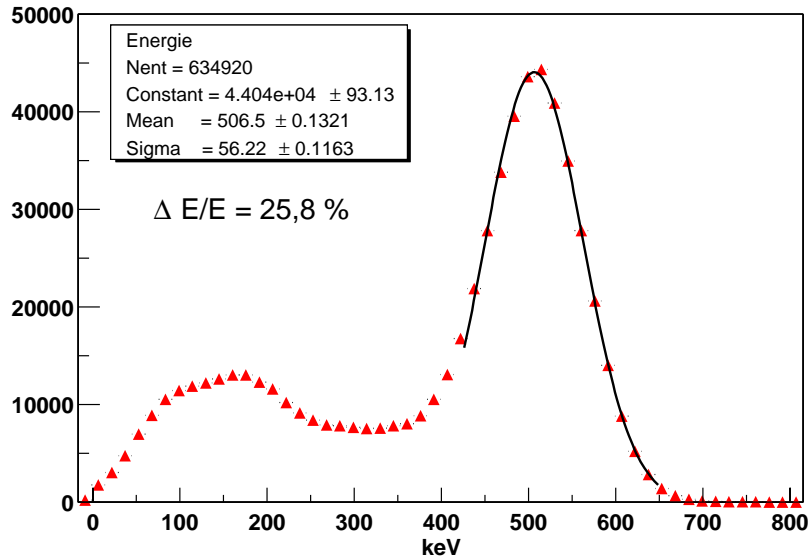


FIG. 5.5: Spectre en énergie des γ d'annihilation interagissant dans les blocs de détection BGO de la HR+.

La figure 5.5 montre un spectre en énergie des γ d'annihilation après interaction dans les blocs de détection. Un ajustement gaussien du pic photoélectrique nous permet d'extraire la largeur à mi-hauteur de la distribution et par la même, la résolution en énergie à 511 keV : $\sigma_E/E = 25,8\%$. Le spectre en énergie fourni par GePEToS est donc tout à fait compatible avec la consigne rentrée par l'utilisateur. La légère augmentation de la résolution en énergie est due à la contribution des diffusées.

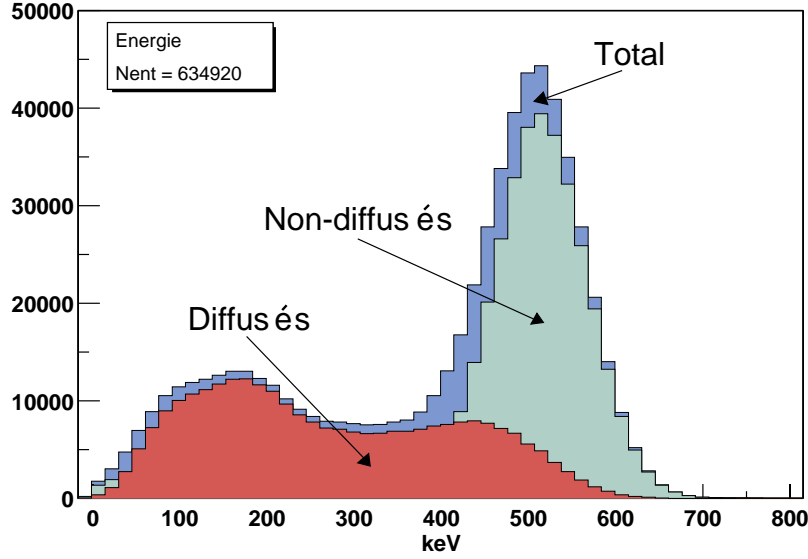


FIG. 5.6: Décomposition du spectre total entre les γ ayant diffusés ou non dans le fantôme avant d'interagir dans le détecteur.

La figure 5.6 illustre le fait que GePEToS peut discriminer les photons γ ayant diffusés ou non dans le fantôme avant d'interagir dans le détecteur puisqu'on possède effectivement la totalité des informations concernant les diffusions de chaque γ entre le vertex de création et sa sortie du fantôme.

5.3.3 Résolution spatiale

L'évaluation de la résolution spatiale se fait en utilisant le fantôme de la figure 5.3.b/, à savoir 5 capillaires de ^{18}F , l'un étant le long de l'axe Z du tomographe et les 3 autres se trouvent respectivement aux distances radiales de 5 cm, 10 cm, 15 cm et 20 cm. L'objectif ici est d'évaluer la résolution transaxiale, radiale et tangentielle de l'ECAT EXACT HR+ simulée par GePEToS pour une acquisition en mode 3D. Il est à noter que dans cette simulation, $5 \cdot 10^6$ β^+ ont été simulés.

La méthode de reconstruction que nous avons développée est une technique de reconstruction 3D basée sur le ré-échantillonnage par algorithme SSRB (cf. chapitre 3.5.2). Pour toutes les paires de γ détectées, nous reconstruisons la ligne de réponse correspondante afin de déterminer les paramètres suivants :

- les couronnes r_1 et r_2 correspondant au plan de cristaux où chacun des 2 γ va interagir ainsi que la variable $z = (r_1 + r_2)/2$ définissant la coordonnée axiale du plan de recallage des lignes de réponses dans le cas d'une reconstruction par SSRB (cf. chapitre 3.5.2) ;
- une fois que chaque ligne de réponse est recallée dans le plan transaxial de coordonnée $z = (r_1 + r_2)/2$, on détermine les variables (s, ϕ) nécessaires à la construction du sinogramme du plan considéré (cf. chapitre 3.3).

Pour une caméra TEP constituée de $N = 32$ couronnes de détections, on peut définir $2N - 1 = 63$ plans transaxiaux de reconstruction. On va se concentrer sur la reconstruction du plan

transaxial central car c'est la coupe pour laquelle on obtient le plus grand nombre d'événements. Ce plan central correspond à une valeur de $z = (N + 1)/2 = 16,5$; soit la 32^{ème} coupe reconstruite. Les critères d'acceptation des lignes de réponse participant à la reconstruction sont les suivants :

- $\Delta R = |r_2 - r_1| = 22$;
- fenêtre d'acquisition en énergie comprise entre 350 keV et 650 keV ;
- facteur d'échantillonnage en ϕ (Mash Factor) égal à 1 ce qui implique 288 projections dans le cas de la HR+ simulée sous GePEToS.

On se fixe donc un échantillonnage en (s, ϕ) imposé par la segmentation en cristaux d'une couronne de détection : un demi anneau est composé de 288 cristaux unitaires d'où un échantillonnage en ϕ et en s effectué sur 288 valeurs. La taille de l'image reconstruite sera de 288*288 pixels. Une fois le processus de ré-échantillonnage effectué, on obtient la figure 5.7 représentant la compression des données 3D en un sinogramme 2D du plan transaxial central.

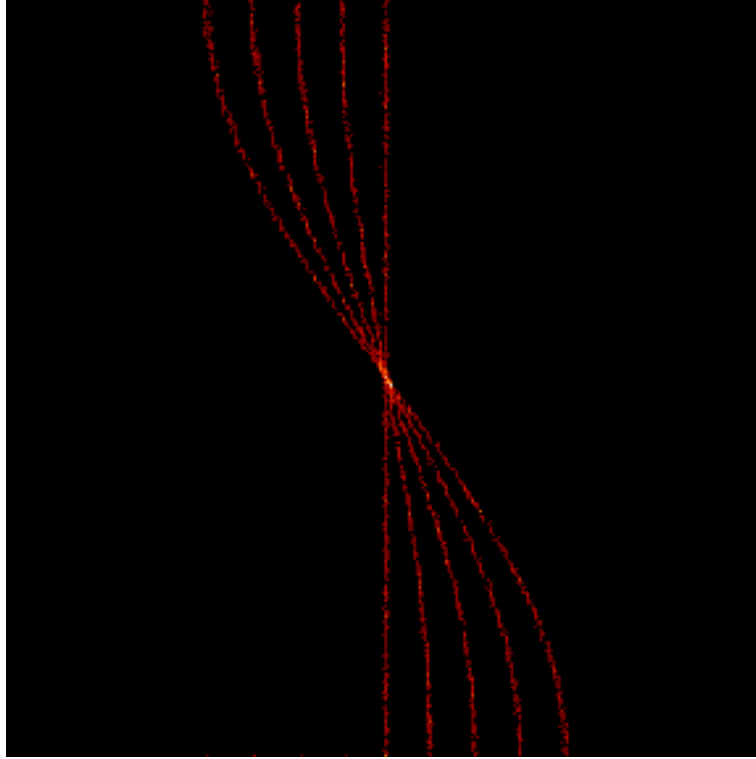


FIG. 5.7: Sinogramme de la coupe centrale après ré-échantillonnage de type SSRB.

La reconstruction s'effectue en appliquant une méthode de rétroprojection filtrée telle que nous l'avons exposée dans le chapitre 3.4. Je tiens à souligner ici que l'intégralité des codes utilisés pour ré-échantillonner, projeter, rétroprojeter et filtrer, ont été développés dans le cadre de ce travail de thèse. Ceci permettant d'une part de se familiariser avec un certain nombre de techniques et d'autre part de contrôler l'ensemble des étapes allant de la génération du positon jusqu'à la reconstruction de l'image.

La totalité des opérations menant à la construction du sinogramme de la figure 5.7 se fait par le biais d'une analyse en C++ développée sous ROOT [ROOT ; 2002] alors que la rétroprojection et le filtrage se fait sous IDL [IDL ; 2002].

La figure 5.8 qui illustre l'image reconstruite par rétroprojection, permet par l'intermédiaire des profils associés de mettre en évidence l'efficacité du filtrage après rétroprojection pour s'affranchir des artéfacts en étoile.

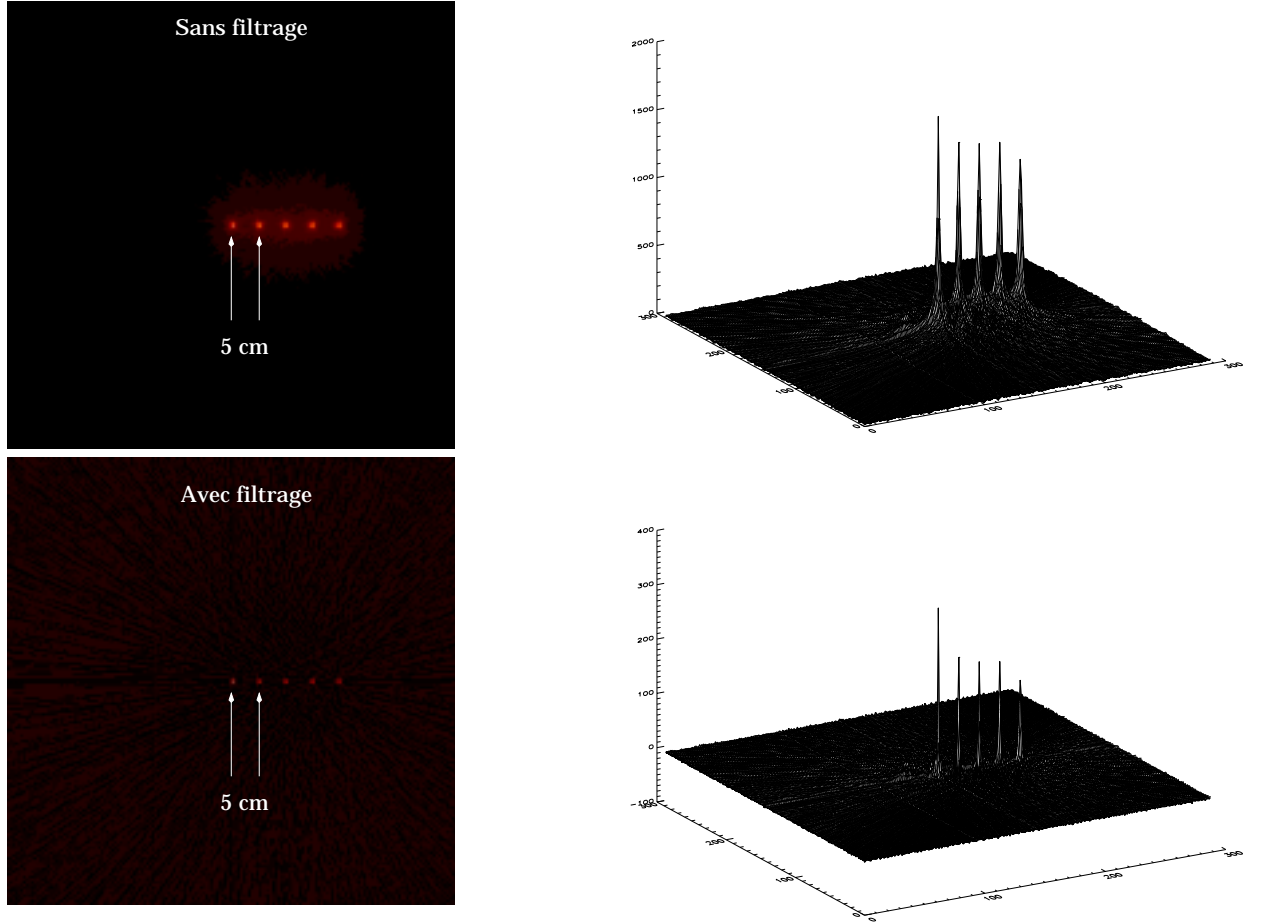


FIG. 5.8: *Reconstruction de l'image par rétroprojection non filtrée en haut et filtrée en bas.*

Comme nous l'avons exposé dans le chapitre 2.3.3, nous déterminons la résolution sur image en appliquant un ajustement gaussien dans la direction radiale puis dans la direction tangentielle. Les largeurs à mi-hauteur de ces ajustements gaussiens caractérisent respectivement la résolution radiale et tangentielle.

Les figures 5.9 et 5.10 permettent de comparer les résultats obtenus par GePEToS avec les données expérimentales fournies par le SHFJ-CEA Orsay et extraites de la littérature [Brix ; 1997]. Une des premières remarques qu'il convient d'effectuer concerne l'effet dû à l'absence de la mesure de profondeur d'interaction sur la caméra ECAT EXACT HR+, à savoir que la résolution, principalement radiale, se détériore lorsque l'on s'écarte progressivement du centre du champ de vue.

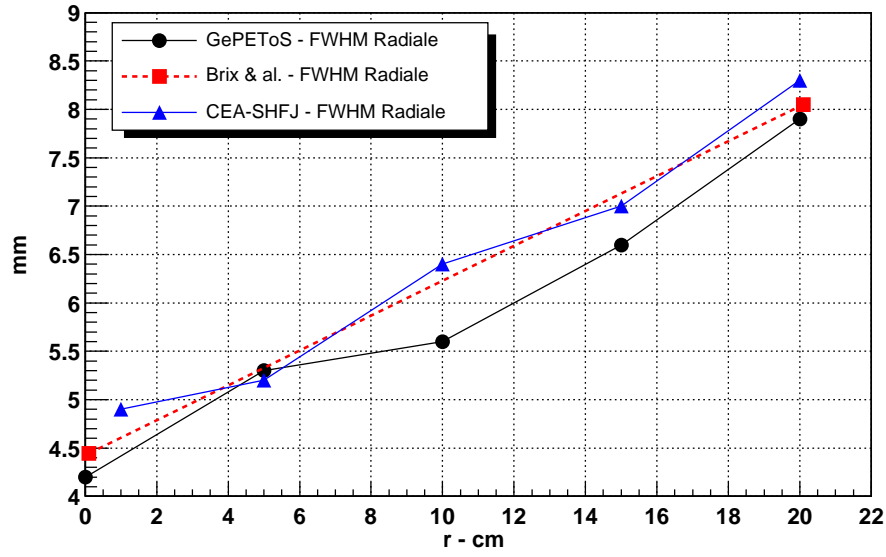


FIG. 5.9: Comparaison des résolutions radiales de l'ECAT EXACT HR+ entre GePEToS et les données fournies par le CEA-SHFJ ainsi que celles publiées par [Brix ; 1997]. Les barres d'erreur sont incluses dans les points.

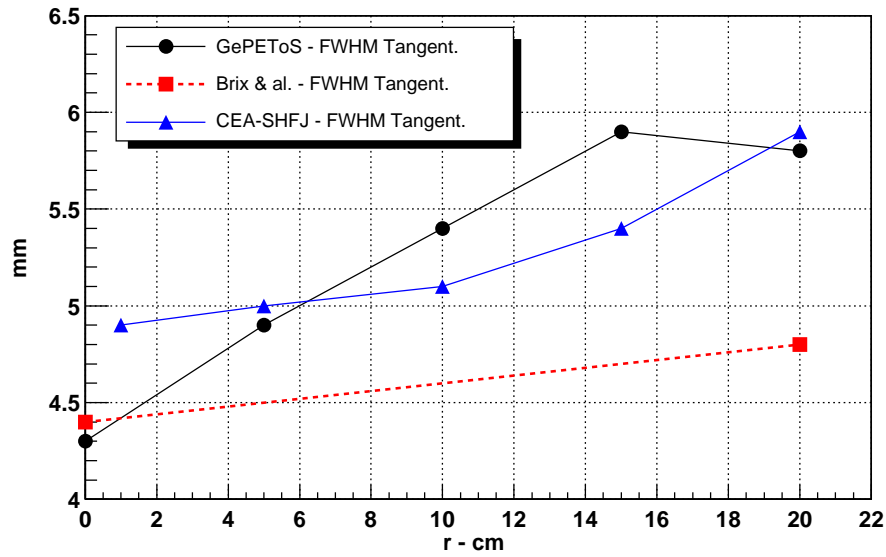


FIG. 5.10: Comparaison des résolutions tangentielles de l'ECAT EXACT HR+ entre GePEToS et les données fournies par le CEA-SHFJ ainsi que celles publiées par [Brix ; 1997]. Les barres d'erreur sont incluses dans les points.

5.3 Validation de GePEToS

	Résolution radiale (FWHM)		Résolution tangentielle (FWHM)	
	# GePEToS	# Data	# GePEToS	# Data
r = 0 cm	4,2 mm	4,4 mm ²	4,3 mm	4,4 mm ²
r = 5 cm	5,5 mm	5,2 mm ¹	5,0 mm	5,0 mm
r = 10 cm	5,6 mm	6,4 mm ¹	5,4 mm	5,1 mm
r = 15 cm	6,6 mm	7,00 mm ¹	5,9 mm	5,4 mm
r = 20 cm	7,9 mm	8,3 mm ¹ / 8,0 mm ²	5,8 mm	5,9 mm ¹ / 4,8 mm ²

TAB. 5.1: Comparaisons des résolutions radiales et tangentielles entre GePEToS avec les données CEA-SHFJ¹ et celles publiées par [Brix ; 1997]².

	# Erreur Data/GePEToS	
	Résolution radiale	Résolution tangentielle
r = 0 cm	- 4,8 % ²	- 2,3 % ²
r = 5 cm	+ 5,4 % ¹	0,0 % ¹
r = 10 cm	- 14,3 % ¹	+ 5,8 % ¹
r = 15 cm	- 6,0 % ¹	+ 8,5 % ¹
r = 20 cm	- 5,0 % ¹ / - 1,2 % ²	- 1,7 % ¹ / + 17,2 % ²

TAB. 5.2: Ecart sur les résolutions entre GePEToS et les données expérimentales. (+) lorsque GePEToS présente un excès et (-) lorsqu'il est inférieur aux données.

Au regard des résultats recensés dans le tableau 5.1 et illustrés par les figures 5.9 et 5.10, nous constatons d'une part une certaine disparité entre les différentes mesures expérimentales et d'autre part, que la différence entre les résultats produits par GePEToS et les données expérimentales fournies par le CEA-SHFJ est, en moyenne, inférieure à 8 % dans le cas de la résolution transaxiale radiale et inférieure à 4 % dans le cas de la résolution transaxiale tangentielle.

Le tableau 5.2 précise l'écart mesuré GePEToS/Données pour chaque cas simulé. Ces disparités sont essentiellement imputables aux méthodes de correction, reconstruction et filtrage des données, qui sont variables d'une analyse à l'autre, ce qui introduit une erreur systématique qui ne nous a pas été communiquée. En conclusion, nous estimons que la validation de GePEToS concernant la résolution spatiale sur image est satisfaisante.

5.3.4 Fraction de diffusées - 2D/3D

L'évaluation de la fraction de diffusées se fait, selon le protocole NEMA, en utilisant le fantôme illustré sur la figure 5.3.c/ : cylindre d'eau de 20 cm de diamètre dans lequel sont positionnés 3 capillaires de ¹⁸F séparés de 4 cm chacun suivant la direction radiale.

Les résultats publiés que nous avons utilisés pour valider GePEToS proviennent de [Klaus ; 1994]. Le diamètre du fantôme cylindrique utilisé par [Klaus ; 1994] est de 22 cm et le champ de vue axial d'acquisition de 25 cm. Nous avons donc spécifiquement modifié notre fantôme de base afin de reproduire au mieux les conditions expérimentales.

La formule utilisée pour déterminer la fraction de diffusées totale (SF_{totale}) est conforme à ce

que nous avons déjà évoqué dans le chapitre 2.3.1, à la valeur du champ de vue près :

$$SF_{totale} = \frac{1}{25} \cdot [SF_{r_0} + 8 \cdot SF_{r_4} + 16 \cdot SF_{r_8}]$$

La figure 5.11 permet de comparer les valeurs de fraction de diffusées totale obtenues dans GePEToS pour différentes fenêtres en énergie, avec celles publiées dans [Klaus ; 1994]. Les coupures basses de la fenêtre en énergie sont de 250 keV, 350 keV et 450 keV alors que la coupure haute est systématiquement de 650 keV. Nous avons effectué la simulation dans le cas d'une acquisition 3D et 2D avec implémentation des septas. Dans tous les cas de figures, l'accord entre GePEToS et les données expérimentales peut être considéré comme bon.

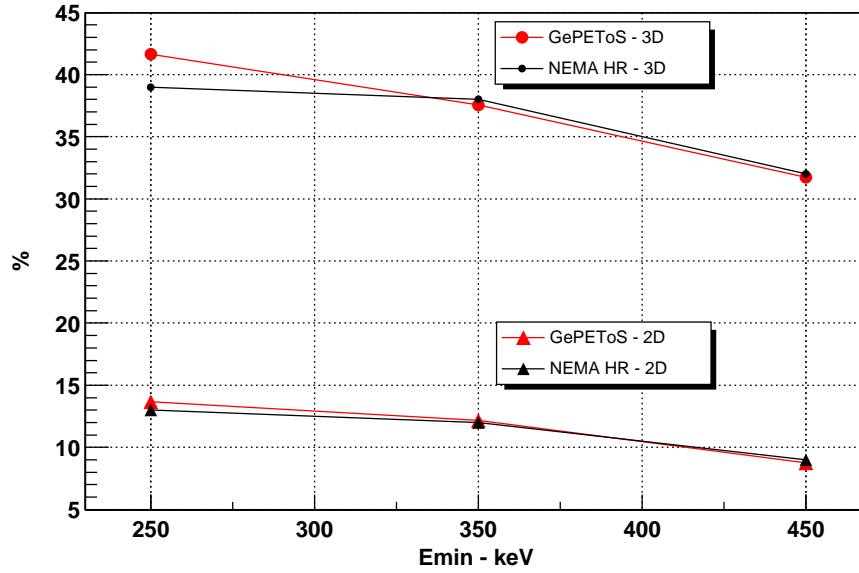


FIG. 5.11: Comparaison de la fraction de diffusées évaluée par GePEToS et celle déterminée expérimentalement suivant le protocole NEMA. Les barres d'erreur sont incluses dans les points.

5.3.5 Sensibilité - 2D/3D

L'étude de la sensibilité se fait en utilisant le fantôme schématisé sur la figure 5.3.a/ : cylindre d'eau de 20 cm de diamètre et 20 cm de hauteur, rempli uniformément de ^{18}F . Expérimentalement, la concentration du ^{18}F est presque systématiquement inférieure à 4 kBq/ml (cf. chapitre 2.3.2) afin de minimiser le temps mort dans le comptage du détecteur. Ceci va faciliter notre comparaison puisque GePEToS ne simule pas le temps mort du détecteur et de l'électronique associée.

5.3 Validation de GePEToS

Pour définir la sensibilité, on utilise la formule suivante (cf. chapitre 2.3.2) :

$$S_{ensi} = \frac{N_{coïnc}}{N_{\beta+}} \cdot (1 - SF_{totale})$$

Nous utilisons ici un cylindre de 20 cm de diamètre, il faut donc déterminer les valeurs de SF_{totale} pour ce diamètre (les résultats sont présentés dans le tableau 5.3).

	SF_{totale}	
	2D	3D
250 keV	11,15 %	35,1 %
350 keV	9,85 %	31,6 %
450 keV	6,57 %	28,25 %

TAB. 5.3: Fraction de diffusées pour un cylindre d'eau de 20 cm de diamètre. Les barres d'erreur sont incluses dans les points.

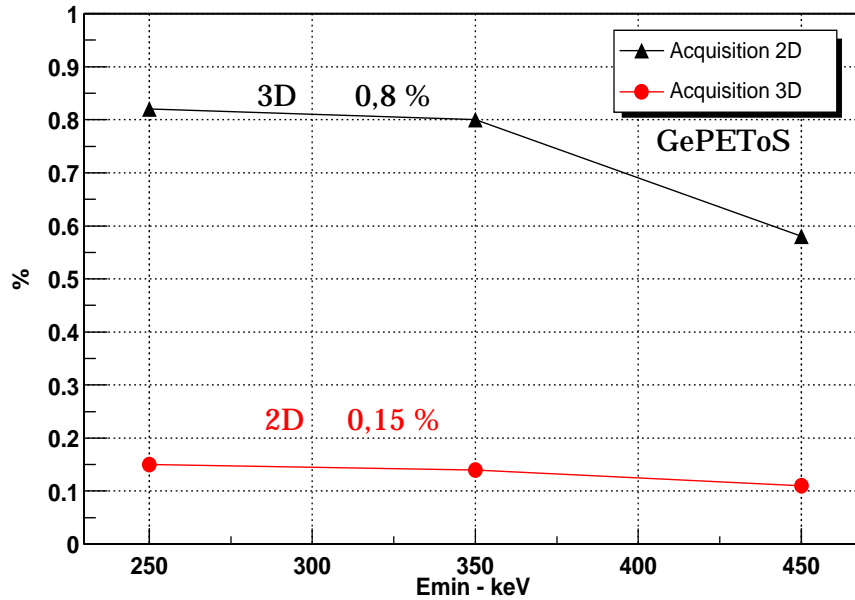


FIG. 5.12: Sensibilité en acquisition 2D et 3D produite par GePEToS en configuration ECAT EXACT HR+.

La figure 5.12 montre les résultats obtenus avec GePEToS en configuration d'acquisition 2D et 3D, pour différentes fenêtres en énergies (la coupure haute étant toujours de 650 keV). Sur la plage 250 à 350 keV, la sensibilité est de l'ordre de 0,8 % en 3D et 0,15 % en 2D. Les résultats expérimentaux publiés par [Brix ; 1997] donnent une sensibilité de 5,7 cps/Bq/ml en 2D et 27,7 cps/Bq/ml en 3D, ce qui, pour une concentration de 3,7 kBq/ml dans le fantôme, donne respectivement une sensibilité de 0,15 % en 2D et 0,75 % en 3D le tout dans une fenêtre

en énergie comprise en 350 keV et 650 keV.

L'accord entre les les résultats produits par GePEToS et ceux déterminés expérimentalement est là encore très bon.

5.4 Effet d'un champ magnétique \vec{B} sur le vol β^+

Dans le cadre de l'imagerie multi-modale et plus spécifiquement des couplages entre TEP et IRM, nous avons décidé de mener une étude destinée à quantifier l'influence d'un champ magnétique sur la réduction du vol du β^+ qui est l'un des facteurs importants gouvernant la résolution sur image. Nous avons profité des possibilités offertes par GEANT 4 pour ajouter une classe de champ magnétique dans GePEToS.

5.4.1 Adjonction d'un champ magétique dans GePEToS

L'utilisateur doit simplement définir les valeurs $(B_x; B_y; B_z)$ de \vec{B} , alors un solénoïde virtuel est implémenté dans le champ de vue décrit par le simulateur. Dans un premier temps, notre travail s'est porté sur la validation des effets de \vec{B} sur des particules chargées.

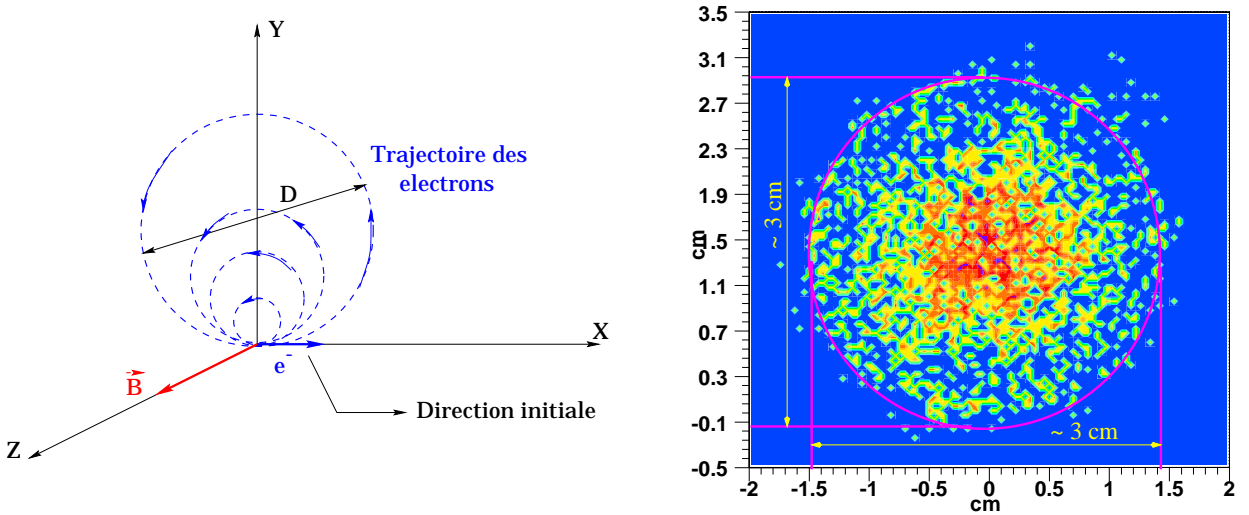


FIG. 5.13: Représentation de la trajectoire d'un électron dans le vide soumis à un champ \vec{B} transverse de 0,2 T. La figure de droite illustrant l'évolution de cette trajectoire.

Pour cela, nous avons simulé l'expérience représentée sur la figure 5.13 où 100 e^- de 500 keV sont générés à l'origine d'un repère (x, y, z) suivant l'axe x alors qu'un champ \vec{B} constant de 0,2 T est appliqué suivant z . La propagation des particules chargées en présence d'un champ magnétique et dans le vide ne fonctionnant pas bien sous GEANT 4 (version 4.2), j'ai propagé les particules dans l'air sans implémenter de multidiffusion, ce qui revient finalement à une propagation dans le vide.

5.4 Effet d'un champ magnétique \vec{B} sur le vol β^+

La trajectoire de l'électron se courbe pour donner lieu à une trajectoire en hélice dont le diamètre, D , répond à l'équation suivante :

$$D \text{ (m)} = 2 \cdot \frac{P_t \text{ (GeV)}}{0,3 \cdot B \text{ (T)}}$$

P_t représentant l'impulsion transverse de l'électron. Dans notre cas de figure, pour des e^- de 500 keV, soit une impulsion $P_t = 0,87 \cdot 10^{-3}$ GeV/c, on obtient un diamètre de l'ordre de $D = 2,9$ cm. Ceci étant tout à fait compatible avec le résultat obtenu par la simulation illustrée figure 5.13 où le diamètre nominal du cercle décrit par les électrons est voisin de 3 cm.

5.4.2 Résultats : ^{18}F - ^{11}C - ^{15}O

Pour quantifier l'effet du champ magnétique transverse sur le vol d'un β^+ en configuration TEP, nous avons utilisé le fantôme de la figure 5.3.d/ : la source d'isotope est ponctuelle et placée au centre d'un cylindre d'eau.

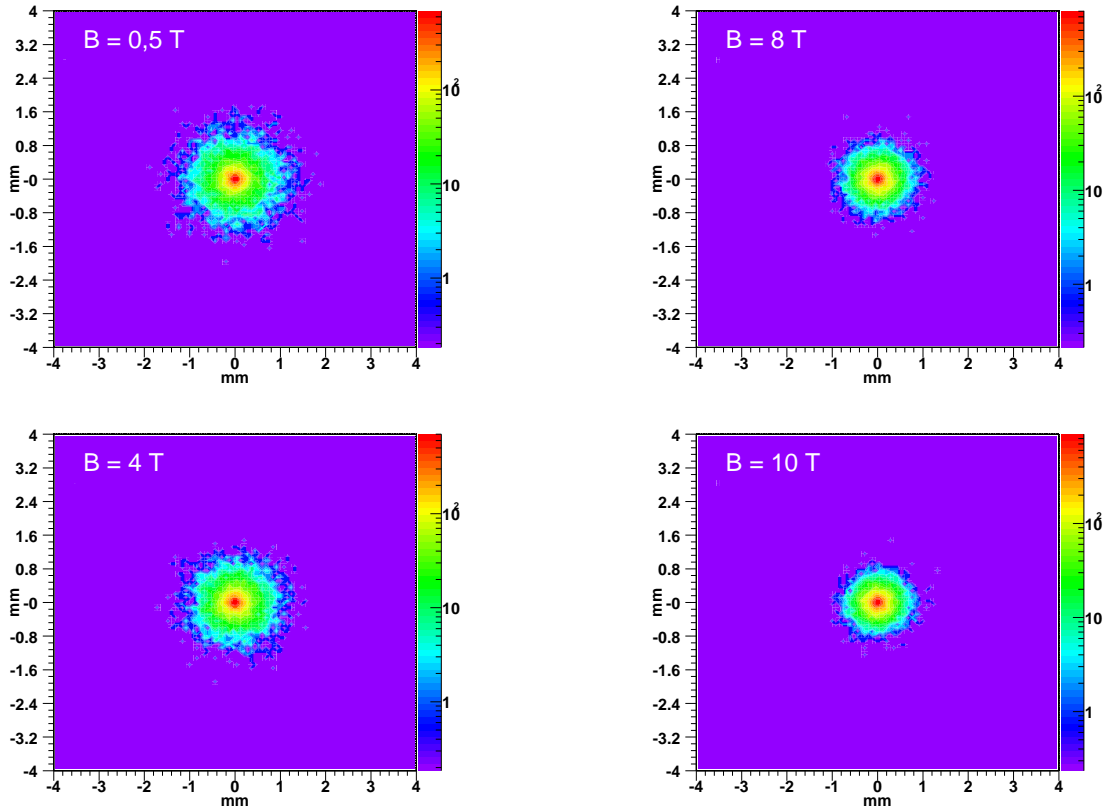


FIG. 5.14: Evolution de la longueur transaxiale du vol β^+ dans le cas du ^{18}F pour une intensité de champ magnétique de 0,5 T, 4 T, 8 T et 10 T.

En appliquant un champ dont la direction est parallèle à l'axe du tomographe, les β^+ vont s'enrouler autour de cet axe de champ et par là même réduire leur vol dans le plan transaxial. L'expression des coordonnées (x, y) du point d'annihilation e^+e^- , permet d'illustrer l'amplitude transaxiale du vol du positon.

5.4 Effet d'un champ magnétique \vec{B} sur le vol β^+

La figure 5.14, pour laquelle l'isotope choisie est le ^{18}F , permet de voir l'évolution de cette contraction transaxiale pour une intensité de champ de 0,5 T, 4 T, 8 T et 10 T. La variation sur la valeur moyenne du vol de β^+ est inférieure à 30 % pour le ^{18}F , ce qui dans l'absolu est assez faible (du fait des faibles parcours dans l'eau à champ nul pour cet isotope).

En revanche, dans le cas où l'isotope utilisé est le ^{11}C , l'augmentation moyenne de l'énergie des positons émis fait que la contraction transaxiale du vol est nettement plus sensible à l'augmentation de l'intensité du champ. La figure 5.15 permet de constater clairement cet effet, lorsque de la même façon nous utilisons des champs magnétiques de 0,5 T, 4 T, 8 T et 10 T. La contraction est de l'ordre de 35 % à 10 T.

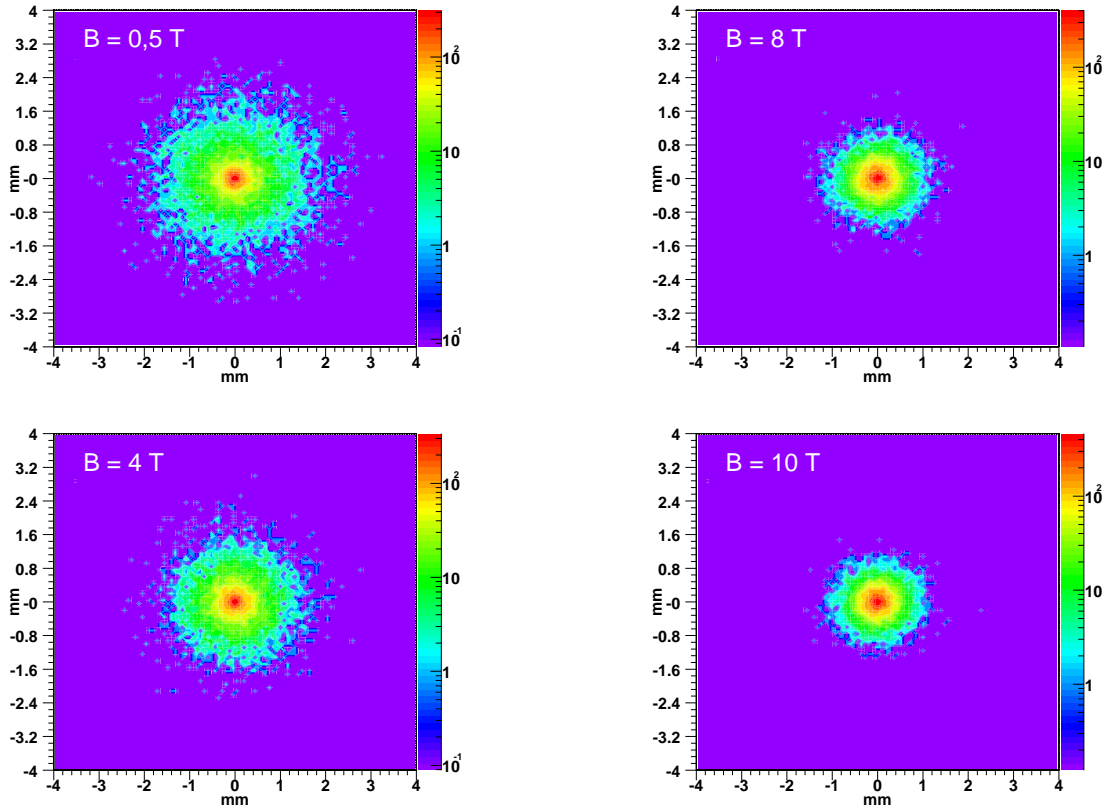


FIG. 5.15: Evolution de la longueur transaxiale du vol β^+ dans le cas du ^{11}C pour une intensité de champ magnétique de 0,5 T, 4 T, 8 T et 10 T.

Pour l' ^{15}O (cf. figure 5.16), l'effet est cette fois assez radical entre l'application d'un champ axial de 0,5 T où la dispersion des positons est assez importante et l'application d'un champ d'intensité 10 T contractant très fortement cette dispersion : environ 45 % sur la valeur moyenne du vol.

Le point important est maintenant de voir si la contraction du vol de positon a une influence sur la résolution de l'image reconstruite. En d'autres termes, dans quelle mesure le système de détection et l'algorithmique de reconstruction peuvent être sensibles à cet effet ?

Pour cela, nous avons utilisé GePEToS avec différentes géométries de détecteur allant de la

5.4 Effet d'un champ magnétique \vec{B} sur le vol β^+

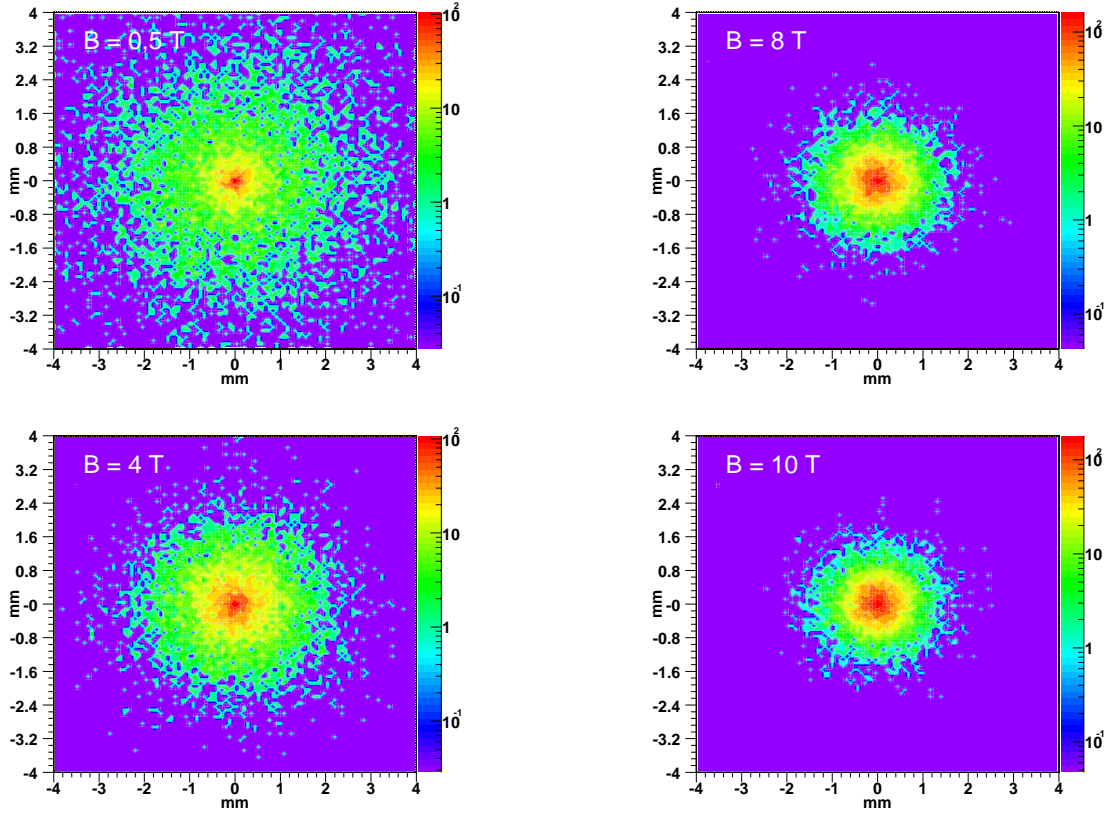


FIG. 5.16: Evolution de la longueur transaxiale du vol β^+ dans le cas du ^{15}O pour une intensité de champ magnétique de 0,5 T, 4 T, 8 T et 10 T.

caméra cérébral type HR+ à la caméra dédiée à l'imagerie du petit animal permettant de haute résolution spatiale. Je ne présenterai pas la totalité des résultats obtenus mais la limite à partir de laquelle on observe un gain sur image en résolution transaxiale.

La figure 5.17 illustre cette limite. En effet, un gain notable en résolution sur image, est possible en considérant la situation suivante :

- utilisation de l' ^{15}O comme isotope ;
- valeur de champ magnétique axiale de 15 T ;

Enfin, le dernier point concerne le type de détecteur TEP. Il s'agit ici du μTEP Concorde P4 dont les caractéristiques implémentées dans GePEToS sont les suivantes :

- 32 anneaux de détection constitué chacun de 240 cristaux de LSO ;
- chaque cristal présente une section carrée de 2 mm de coté et une profondeur de 1 cm ;
- la résolution spatiale transaxiale d'un tel système est de l'ordre de 1,6 mm au centre si l'isotope utilisé est le ^{18}F .

Dans de telles conditions, 2 sources ponctuelles (^{15}O) distantes de 4 mm radialement dans le plan transaxial central, ont été placées dans un cylindre d'eau. A champ nul, la distribution du vol des β^+ est telle que nous pouvons distinguer les 2 sources (cf. figure 5.17.a/), par contre, après détection des γ d'annihilation et reconstruction de l'image, les 2 sources ne sont plus résolues (cf. figure 5.17.c/).

Suite à l'application d'un champ magnétique axiale de 15 T, on constate que la contraction du

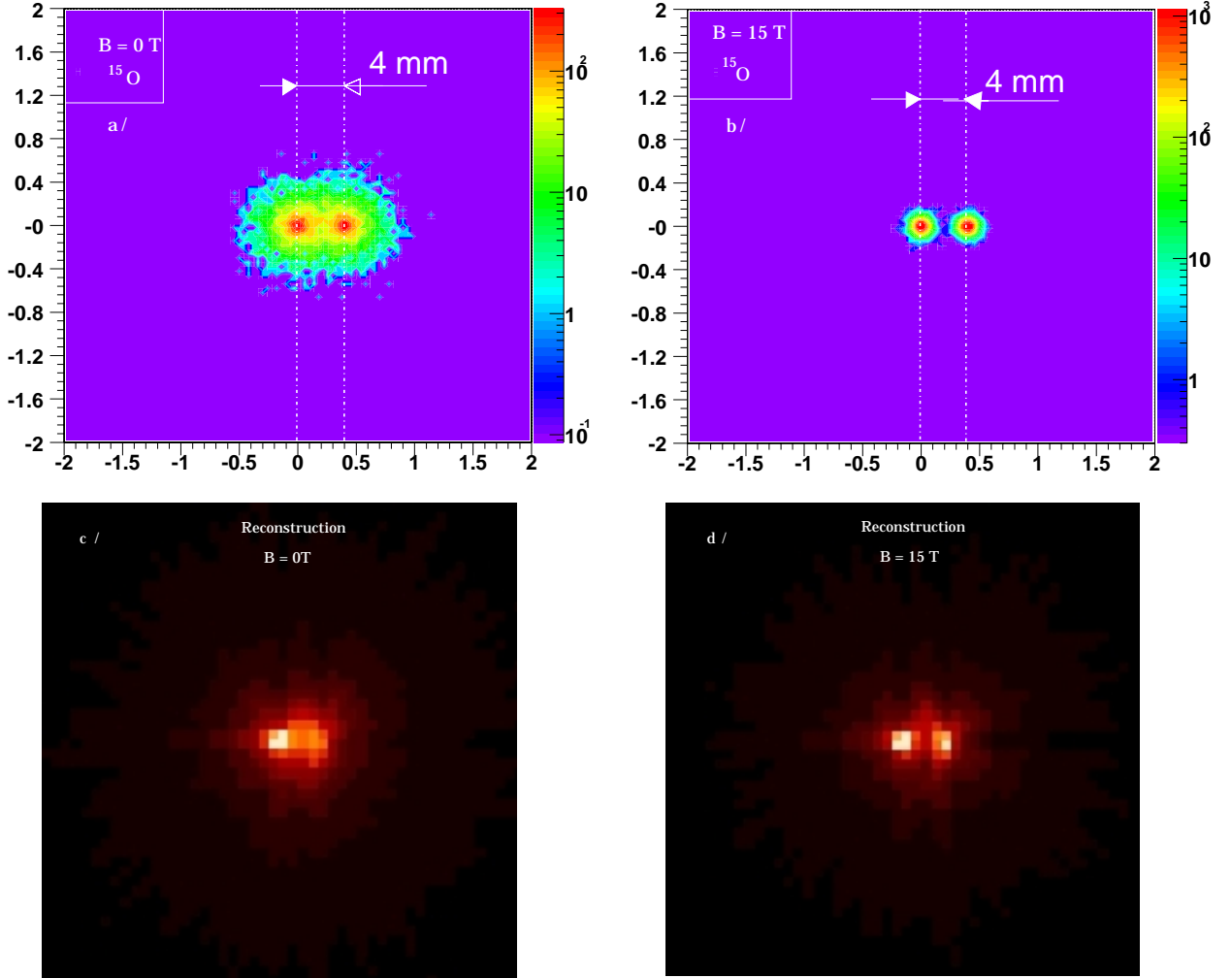


FIG. 5.17: Séparation de 2 sources d' ^{15}O distantes de 4 mm chacune dans le plan transaxial (x, y) , après application d'un champ axial de 15 T. La simulation est effectuée pour une configuration de détecteurs de type μTEP Concorde P4 [Chatz. ; 1999].

vol β^+ (cf. figure 5.17.b/) permet un gain en résolution transaxiale sur l'image car les 2 sources ponctuelles sont maintenant très clairement séparées (cf. figure 5.17.d/).

5.5 Conclusions

Le travail de développement sous GEANT 4 a permis de mettre en place ce simulateur de Tomographie à Emission de Positons qu'est GePEToS. Il permet à l'utilisateur, supposé non spécialiste de GEANT 4, de mettre simplement en œuvre une simulation Monte Carlo pouvant fournir des données TEP pour un très large éventail de situations.

La fiabilité de GePEToS a pu être montrée par le biais de comparaisons avec des données expérimentales acquises suivant le protocole NEMA sur une ECAT EXACT HR+. Concernant les paramètres de fraction de diffusées ou de sensibilités, l'accord est excellent. Un léger décal-

5.5 Conclusions

lage entre les données expérimentales et GePEToS est à noter pour ce qui est de la résolution spatiale, ceci devant être essentiellement attribué aux différences entre les chaînes d'analyse utilisées et non au simulateur lui-même. On aura pu relever également une certaine dispersion dans les données expérimentales.

Enfin, l'étude sur l'effet d'un champ magnétique axial dans un TEP, nous a permis de fixer une limite à partir de laquelle un tel système permettrait un gain en résolution sur image pour des détecteurs dédiés à l'imagerie TEP du petit animal.

Troisième partie

Caméra TEP au xénon liquide pour l'imagerie du petit animal

Chapitre 6

Xénon Liquide : milieu de détection

6.1 Introduction

Le xénon liquide est un milieu de détection bien connu dans la communauté de la physique des hautes énergies depuis maintenant près de 40 ans. Son rendement de scintillation, sa densité, sa rapidité, font de lui un excellent scintillateur, parfaitement adapté aux détections de type calorimétrique ou aux chambres à dérive temporelle. Suivant les cas, on peut utiliser le xénon liquide en mode de collection de charges, collection de lumière ou coupler ces 2 techniques. D'une manière générale, la collection de charge permettra d'atteindre une précision spatiale importante au détriment de la vitesse de propagation des signaux dû au fait que la dérive des charges dans le xénon liquide est de l'ordre de $3 \text{ mm}/\mu\text{s}$ pour un champ électrique appliqué de 1 kV/cm . En revanche, le mode de détection par scintillation permettra de concevoir des systèmes extrêmement rapides puisque le temps de scintillation du xénon est $< 40 \text{ ns}$ avec une composante à 3 ns . La difficulté d'un système de détection, fonctionnant intégralement sur la scintillation du xénon liquide, réside dans la collection de lumière dans le mesure où la scintillation se fait dans les UV profonds (178 nm) et il est toujours très délicat de mettre en œuvre un détecteur efficace à ces longueurs d'onde.

Dans l'hypothèse consistant à concevoir un détecteur à liquide noble, pour des γ de basse énergie, fonctionnant intégralement sur le mode de scintillation afin de privilégier la rapidité du système, le choix du xénon liquide s'impose devant l'argon liquide et le krypton liquide car sa densité ainsi que sa longueur d'onde de scintillation sont plus élevées.

On se propose de tester les performances d'un tel milieu de détection dans le cadre d'application en Tomographie à Emission de Positons. Ce chapitre est consacré à la description du xénon liquide en temps que milieu de détection. Nous apporterons une attention particulière aux principes physiques de scintillation.

6.2 Propriétés physiques du xénon

Le xénon gazeux est obtenu à partir de l'air avec une pureté de $99,995 \%$. Il est bien entendu commercialement disponible. Pour fonctionner en mode de scintillation, le niveau d'impureté du xénon ne doit pas dépasser quelques ppm [Seguinot; 1995], ce qui reste 2 à 3 ordres de grandeur supérieur au niveau d'impureté exigé dans le mode de détection par dérive de charges.

6.2 Propriétés physiques du xénon

Le tableau suivant indique les principales propriétés du xénon liquide. Les caractéristiques notées en gras sont les points importants dans le cadre de la conception d'un détecteur pour la tomographie à émission de positons. Nous reviendrons sur ces différents points par la suite. Il ne s'agit pas d'effectuer une revue complète des propriétés du xénon liquide, mais de mettre en évidence les paramètres importants pour la détection en mode de scintillation pure.

Numéro Atomique	54
Masse Atomique	131
Longueur de radiation	2,77 cm
Longueur d'interaction	55 cm
Longueur d'atténuation	40 cm
Densité du liquide	3.06 g.cm ⁻³
Point d'ébullition à 1 bar	165,05 °K
Point triple à 0,816 bar	161,35 °K
Rapport Gaz/Liquide	518,9 l
Pic de scintillation	178 nm
Efficacité de scintillation	~ 20000 - 70000 Photons/MeV
Constante de décroissance pure	3 ns - 27 ns
Temps de recombinaison	15 ns

TAB. 6.1: *Propriétés du xénon liquide.*

• Numéro atomique

Dans le cadre du développement d'un détecteur dédié à la TEP, il est important de limiter la diffusion Compton au profit de l'effet photoélectrique. Comme nous l'avons vu dans le deuxième chapitre, ceci suppose d'être en présence d'un milieu de détection au Z élevé, ce qui est précisément le cas avec le xénon liquide.

• Longueur d'atténuation

La zone active du détecteur étant nettement inférieure à 40 cm (voir chapitre suivant), nous n'aurons pas de problème concernant l'atténuation des UV de scintillation. La quantité d'UV mesurée est ainsi directement associée à l'énergie déposée dans le détecteur, quel que soit l'endroit où la mesure est effectuée.

• Densité du liquide

La densité est directement impliquée dans le pouvoir d'arrêt du milieu vis à vis de photons de 511 keV. Celle du xénon liquide est particulièrement élevée puisque supérieure à celle de tous les autres gaz nobles liquéfiés. Elle est tout à fait comparable à celle de l'iodure de sodium ($\rho_{INa} = 3,7 \text{ g.cm}^{-3}$).

Mais les performances d'un scintillateur, que ce soit un gaz noble liquéfié ou un cristal, sont essentiellement déterminées par 2 paramètres : le temps de décroissance et l'efficacité de scintillation. Le premier de ces paramètres agit directement sur la réponse temporelle et la capacité de comptage du détecteur alors que le second sera déterminant sur la résolution en énergie.

La section suivante détaille ces 2 paramètres dans le cas du xénon liquide.

6.3 La scintillation du xénon liquide

L'interaction d'une particule chargée dans le xénon liquide va provoquer un phénomène de scintillation du milieu qu'on se propose d'exposer ici.

Dans le cas d'un détecteur dédié à la tomographie par émission de positons, la particule incidente, à détecter, est un γ de 511 keV. Les particules chargées qui provoquent la scintillation du xénon liquide sont des e^- issus de la diffusion Compton ou de l'effet photoélectrique, dont l'énergie est comprise entre quelques keV et 511 keV.

Il existe deux types de processus permettant de faire scintiller du xénon :

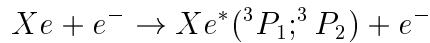
- l'excitation atomique ;
- l'ionisation atomique.

Les chiffres présentés dans ce chapitre concernant la proportion de photons de scintillation et les temps de décroissance et de recombinaison, ont été obtenus expérimentalement en irradiant le xénon liquide avec des électrons issus d'une source de ^{207}Bi dont la plage d'énergie s'étale de 0,48 MeV à 1,05 MeV [Kubota ; 1979].

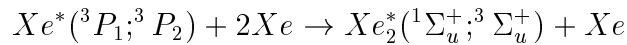
6.3.1 Excitation atomique du Xe

La scintillation du xénon par excitation directe de l'atome est un processus pouvant se décrire suivant 3 étapes.

Tout d'abord, un atome de xénon est excité par un e^- issu des interactions entre les γ incidents et le xénon. L'atome excité Xe^* se retrouve sur les niveaux d'énergie 3P_1 ou 3P_2 , représentant les niveaux d'excitation atomique de plus basse énergie. La réaction pouvant s'écrire de la façon suivante :

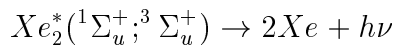


L'atome excité Xe^* va ensuite donner lieu à la création d'une molécule excitée ou plus exactement d'un dimère excité Xe_2^* (excimère), suivant la réaction :



$^1\Sigma_u^+$ et $^3\Sigma_u^+$ étant les premiers niveaux d'excitation moléculaires (singulet et triplet) de l'excimère.

Enfin, la troisième et dernière étape va correspondre à la dissociation de la molécule :



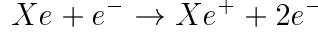
On a ainsi émission d'UV, d'énergie $h\nu$, monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 178 \pm 1$ nm avec un $\Delta\lambda = 14 \pm 2$ nm comme largeur à mi-hauteur de la distribution [Inicchitti ; 1990].

6.3.2 Ionisation atomique du Xe

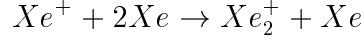
Le second processus permettant la scintillation du xénon liquide, repose sur l'ionisation des atomes de xénon par les électrons issus de l'interaction des photons γ sur le xénon liquide. Cette fois, 4 étapes seront nécessaires pour décrire le phénomène.

6.3 La scintillation du xénon liquide

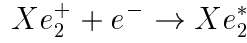
Tout d'abord, on observe l'ionisation d'un atome de Xe et de ce fait, l'émission d'un électron secondaire :



Il y a ensuite formation d'une molécule ionisée de xénon Xe_2^+ :

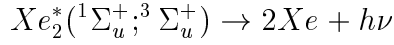


Puis, après thermalisation de l'électron secondaire, on observe une recombinaison avec une molécule ionisée de xénon :



Xe_2^* est le même excimère que celui produit par le mode d'excitation vu précédemment. Cet excimère se place donc sur les états excités $^1\Sigma_u^+$ et $^3\Sigma_u^+$.

La désexcitation va se produire de la même manière, suivant la réaction :



Sur ce mode, nous avons bien une étape de plus correspondant à la recombinaison entre une molécule ionisée de xénon, Xe_2^+ et un électron secondaire. Cette étape nécessite, en moyenne, un temps de recombinaison, T_r , de l'ordre de 15 ± 2 ns [Kubota ; 1979].

L'émission d'UV de scintillation est bien entendu strictement identique au mode de production par excitation (cf. figure 6.1). Il s'agit au final de la désexcitation du même excimère, nous retrouvons ainsi des photons UV monochromatiques de longueur d'onde $\lambda = 178 \pm 1$ nm avec un $\Delta\lambda = 14 \pm 2$ nm.

6.3.3 En résumé

Le schéma 6.1 illustre les différents modes de production d'UV de scintillation du xénon liquide. Sur ce schéma, le fléchage étiqueté 1, illustre le fait que l'ionisation ou l'excitation d'un atome de xénon peut également être le fait d'un électron secondaire.

Il est à noter également que des états moléculaires et atomiques doublement excités, respectivement Xe_2^{**} et Xe^{**} , sont accessibles. La désexcitation de l'excimère Xe_2^* des états $^1\Sigma_u^+$ et $^3\Sigma_u^+$, via l'émission d'UV de scintillation, se fait vers un niveau moléculaire instable $^1\Sigma_g^+$. Le retour à l'état stable fondamental se fera par processus vibratoires et émission de phonons.

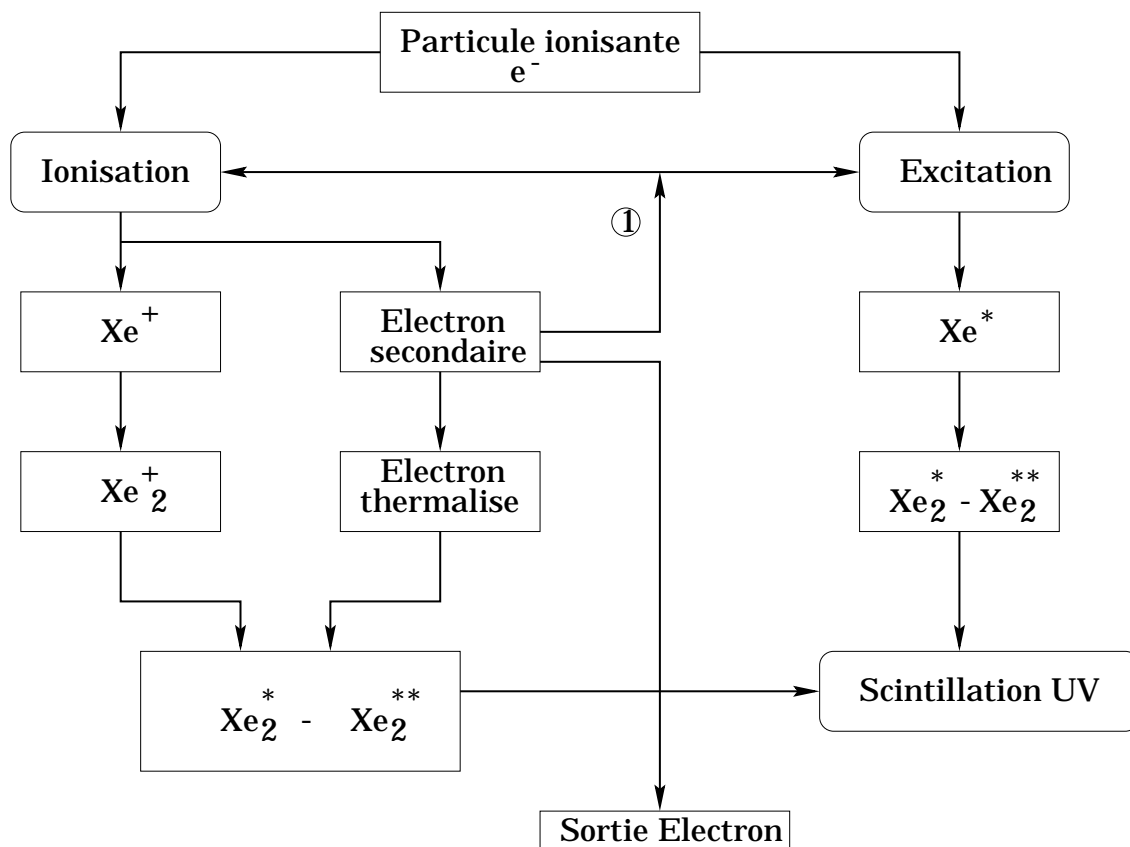


FIG. 6.1: Schéma des processus physiques permettant la scintillation du xénon liquide [Varvaritsa; 1992].

6.3.4 Temps de décroissance

Après avoir décrit les différents phénomènes conduisant à la scintillation du xénon liquide, intéressons-nous maintenant au temps de décroissance mis en jeu lors de ces différents processus. Dans le cas où la particule incidente est un électron, alors 70 % des UV de scintillation sont produits par le processus d'ionisation et 30 % par l'excitation pure [Kubota ; 1979].

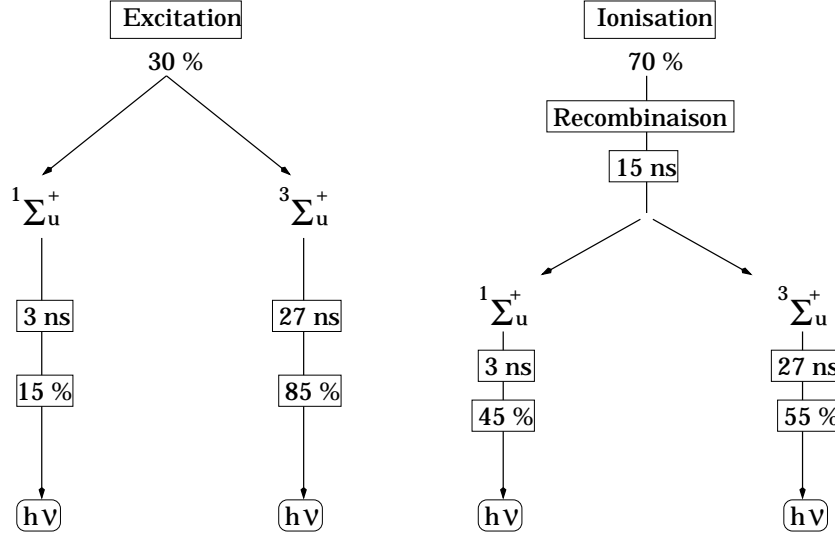


FIG. 6.2: Schématisation des taux de production d'UV de scintillation en fonction du temps de décroissance.

L'évaluation des ratios sur le nombre de photons entre l'état $1\Sigma_u^+$ et $3\Sigma_u^+$ pour la voie d'excitation, nous donne :

$$A_{ex1}/A_{ex2} = 0,17 \pm 0,05 \quad [\text{Kubota ; 1979}]$$

Où A_{ex1} représente le nombre de photons UV issus de la désexcitation du niveau $1\Sigma_u^+$ et A_{ex2} le nombre de photon UV issus de la désexcitation du niveau $3\Sigma_u^+$.

Pour ce qui est de la scintillation par ionisation, nous pouvons noter de la même manière :

$$A_1/A_2 = 0,8 \pm 0,2 \quad [\text{Kubota ; 1979}]$$

Avec A_1 , nombre de photon UV issus du niveau $1\Sigma_u^+$ et A_2 pour $3\Sigma_u^+$.

Le temps associé à la scintillation du xénon liquide est, pour des électrons, très dépendant du temps moyen de recombinaison dans la voie d'ionisation qui est de l'ordre de 15 ns. Ces informations nous permettent d'établir un schéma (figure 6.2) sur le taux de production d'UV de scintillation en fonction du temps considéré pour chaque mode de production.

On distinguera ainsi 4 voies possibles pour l'émission d'UV lorsque ce sont des électrons qui provoquent la scintillation du xénon liquide. Les temps de production d'UV allant de 3 ns à environ 30 ns. Le tableau suivant récapitule les taux de production d'UV de scintillation en fonction de la constante de temps mise en jeu qui sera déterminée pour la voie d'ionisation

comme la somme quadratique entre le temps de décroissance du niveau excité et le temps de recombinaison.

τ	3 ns	15 ns	27 ns	30 ns
Taux	4,5 %	31,5 %	25,5 %	38,5 %

Les mesures effectuées par [Kubota ; 1982] montrent nettement que la partie rapide du signal à 3 ns est difficile à extraire lorsque le xénon liquide est excité par des électrons. Sur leur série d'expériences, ils présentent une largeur moyenne de 33 ns.

En revanche, lorsque le xénon liquide est excité par des particules α , la forte augmentation de la densité d'ionisation modifie radicalement les résultats car le temps de recombinaison devient presque négligeable. Le temps de décroissance est alors complètement dominé par la désexcitation des états $^1\Sigma_u^+$ et $^3\Sigma_u^+$ avec un ratio d'amplitude $A_1/A_2 = 25$, impliquant que 96 % des UV de scintillation sont émis suivant la composante rapide de 3 ns et 4 % suivant la composante lente de 27 ns [Kubota ; 1982].

6.3.5 Rendement de scintillation

Le paramètre caractérisant le rendement de scintillation est l'énergie moyenne déposée, W_s , nécessaire à l'émission d'un photon de scintillation. La mesure précise de W_s étant relativement difficile, l'erreur sur l'évaluation du rendement de scintillation est assez importante. Les mesures effectuées permettent d'encadrer le rendement de scintillation entre 20000 Photons/MeV et environ 70000 Photons/MeV [Davies ; 1994]. Expérimentalement, W_s se détermine de la manière suivante :

$$W_s = \frac{Q \cdot T \cdot \Delta\Omega}{4\pi \cdot S}$$

Q étant l'efficacité quantique du système de collection de lumière (PMT ou photodiode), T le coefficient de transmission entre le xénon liquide et la photocathode, S le signal en photo-électrons/MeV et $\Delta\Omega/4\pi$ la fraction d'angle solide de détection.

Source	W_s	Réf.
α - ^{210}Po	16,3 ev	[Mitsuhiro ; 1992]
e^- - $E_c < 100$ keV	14,3 ev	[Seguinot ; 1992]
e^- - $E_c < 100$ keV	12,7 - 12,5 ev	[Seguinot ; 1995]
Calcul théorique	14,7 ev	[Doke ; 1990]

TAB. 6.2: *Fluctuation des valeurs de W_s suivant la nature de la particule incidente et des références.*

De plus, comme le montre le tableau 6.2, suivant le type de particules ionisant le xénon liquide, une variation de la valeur de W_s est observée.

Des mesures effectuées en 1995 par J. Séguinot et al. [Seguinot ; 1995] montrent que pour des électrons d'énergie cinétique < 100 keV, $W_s \in [12,5 \text{ eV}; 12,7 \text{ eV}]$ ce qui correspond respectivement à un rendement de scintillation de 80100 Photons/MeV et 78600 Photons/MeV. Ce résultat semble quelque peu optimiste au regard du calcul analytique effectué dans [Doke ; 1990]

afin d'estimer la production idéale de photons de scintillation dans le xénon liquide pour des électrons incidents de 1 MeV, où $W_s = 14,7$ eV ce qui correspond à 68000 Photons/MeV.

En référence à la littérature sur la question, on s'accordera pour dire que le rendement de scintillation du xénon liquide est comparable à celui du NaI (43000 Photons/MeV), qui reste le cristal inorganique de référence en terme de photoproduction.

Pour les simulations Monte Carlo qui seront présentées dans le prochain chapitre, on considérera que la production d'UV de scintillation du xénon liquide est de 40000 Photons/MeV.

Notons pour finir que le rendement de scintillation est 3 fois plus important dans du xénon liquide que dans le xénon gazeux [Mitsuhiro ; 1992]. Ce résultat sera utilisé lors des tests de collection de lumière effectués sur une cellule de xénon gazeux (cf. Chapitre 8).

6.4 Conclusion

L'utilisation du xénon liquide pour la TEP n'est pas une proposition nouvelle puisque V. Chepel et al. [Chepel ; 1999] ont développé à cette fin un prototype de chambre multifils fonctionnant sur l'ionisation et la dérive de charges dans le xénon liquide. Cette technique privilégie la résolution spatiale intrinsèque du détecteur au détriment de la vitesse d'acquisition du fait de la lenteur de la dérive des charges dans le xénon liquide.

Scintillateur	Densité (g/cm^3)	Photo-fraction (%)	Constante de décroissance (nsec)	Rendement de scintillation (%)
NaI ¹	3,7	18	230	100
BGO ¹	7,1	42	300	22
CsF ¹	4,6	20	2,5	6
BaF ₂ ¹	4,9	19	0,8-630	5-21
GSO ¹	6,7	26	60	20
LSO ¹	7,4	33	40	75
YSO ¹	4,5		70	118
YAP :Ce ¹	5,5	4,4	30	52
LuAP ²				
Lu _{0,3} Y _{0,7} AP :Ce	6,19		15-150	40
Xénon liquide	3,1	20	3-30	~ 100

TAB. 6.3: Comparaisons des caractéristiques de scintillation du xénon liquide avec les principaux scintillateurs utilisés en TEP. [Crystal Clear ; WWW]¹ - [Mares ; 2000]².

Le fonctionnement en scintillation pure est jusqu'à ce jour une voie non explorée pour la détection en TEP. Elle doit permettre de mettre à profit la vitesse de scintillation du xénon liquide afin de mettre en œuvre un système de détection rapide.

Le rendement de scintillation élevé du xénon liquide doit permettre d'obtenir un détecteur à haute résolution en énergie si l'on arrive à mettre au point un système de photocollection efficace. Le tableau 6.3 permet de comparer directement les propriétés de scintillation du xénon liquide avec celles des cristaux utilisés en TEP. On constatera que le rapport du rendement de scintillation par la constante de décroissance est strictement à l'avantage du xénon liquide.

Enfin, le fait de disposer d'un milieu actif liquide permet d'envisager des géométries de détecteur différentes de celles développées pour les cristaux, afin d'obtenir des systèmes dont l'efficacité de détection est optimisée et pouvant proposer une mesure fine de la profondeur d'interaction des photons (cf. chapitre 7).

Chapitre 7

Simulation d'un μ TEP xénon liquide

7.1 Introduction

Au vu des conclusions énoncées dans le chapitre précédant, une étude de faisabilité d'un détecteur au xénon liquide pour des applications en TEP a démarré en octobre 1999, dans le cadre de ce travail de thèse, à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble.

L'orientation prise sur l'étude d'un μ TEP répond à plusieurs motivations. D'une part, il est plus simple de concevoir, réaliser et tester un détecteur au xénon liquide de taille réduite et, d'autre part, comme nous avons pu le souligner précédemment dans ce manuscrit, les applications en TEP sur le petit animal, représentent aujourd'hui un réel centre d'intérêt dans le cadre des programmes d'études en génétique moléculaire, neuroscience, oncologie.

Ce chapitre est ainsi consacré à l'étude et la conception, par simulation Monte Carlo, d'un μ TEP utilisant du xénon liquide comme milieu de détection. Nous aborderons successivement le principe de cette simulation, les solutions retenues pour ce détecteur et enfin, nous exposerons les performances estimées pour un tel μ TEP.

7.2 Description de la simulation

Cette simulation est ce qu'il convient d'appeler un Monte Carlo de conception. En effet, il ne s'agit pas ici d'optimiser un algorithme d'analyse de données expérimentales (déconvolution de bruit de fond, extraction de signal...), mais bel et bien d'imaginer un détecteur devant répondre à un certain nombre de critères en performance. Dans cette optique, l'apport des simulations de type Monte Carlo reste majeur puisqu'elles permettent d'évaluer et d'optimiser chaque paramètre lié à la réalisation d'un détecteur de particules.

Une grande partie de cette simulation est articulée autour de GEANT 4 et son architecture est très proche de celle de GePEToS. La caractéristique et l'originalité du Monte Carlo développé pour ce μ TEP, réside dans le fait que les paramètres liés à la résolution en énergie du milieu de détection ne sont pas injectés comme simples variables mais intégralement simulés. Ceci suppose de simuler la scintillation du milieu actif ainsi que le système associé de collection de lumière. Le Monte Carlo comporte 2 étapes, la première partie sous GEANT 4 assure le suivi des interactions et des dépôts d'énergie des γ dans le xénon liquide. La deuxième partie, complètement autonome, à partir des dépôts d'énergie dans le xénon liquide, simule la scintillation

du milieu et la collection de lumière correspondante.

7.2.1 Monte Carlo GEANT 4

La simulation développée sous GEANT 4 permet de définir la géométrie complète du μ TEP ainsi que l'ensemble des matériaux utilisés. La physique simulée est identique à ce qui a été présenté dans les chapitres 4 et 5. Les β^+ sont générés, au choix, selon les spectres d'émission du ^{18}F , ^{11}C et ^{15}O . La thermalisation du positon par collisions inélastiques dans la matière, l'accolléarité des 2 photons γ émis après l'annihilation e^+e^- ainsi que le suivi des interactions de chaque γ , sont effectués par les modules de GePEToS décrits au chapitre 5.

Pour chaque interaction de γ , les coordonnées du point d'interaction et l'énergie déposée sont relevées. Les paramètres injectés dans la simulation de scintillation du xénon et de collection de lumière, sont illustrés sur la figure 7.1.

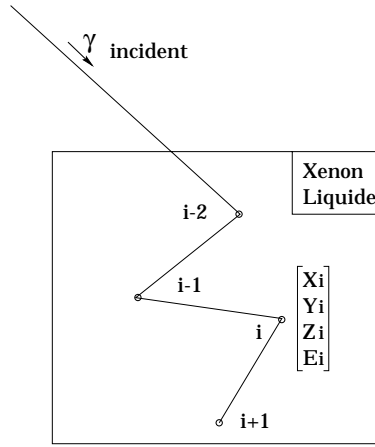


FIG. 7.1: Pour chaque interaction d'un γ incident dans le xénon liquide, les coordonnées (X_i, Y_i, Z_i) ainsi que l'énergie déposée E_i , sont stockées.

Seuls les paramètres (X_i, Y_i, Z_i, E_i) sont injectés dans la simulation de scintillation, mais d'autres observables, directement issues de la simulation GEANT 4, sont également enregistrées et stockées, notamment la position et l'énergie du β^+ à l'origine de la paire de γ en coïncidence ainsi que le nombre de diffusions effectuées par chaque photon avant détection dans le xénon liquide.

7.2.2 Simulation Monte Carlo de la scintillation du xénon

Le code de simulation de la scintillation du xénon et de la collection de lumière est entièrement développé en C++. Il permet de générer des UV de scintillation à chaque point d'interaction (X_i, Y_i, Z_i) lorsque qu'une énergie E_i y est déposée (ceci implique qu'il n'y a pas de scintillation lorsque le γ subit une diffusion Rayleigh dans le xénon). Supposer la scintillation au point de dépôt d'énergie dans le xénon liquide, implique une approximation. En effet, les UV de scintillation sont en principe créés le long de la trajectoire des e^- générés par les γ incidents. Notre approximation sera donc considérée comme acceptable si les parcours des e^- dans

le xénon liquide sont négligeables. Nous avons donc effectué une simulation pour des e^- de 511 keV¹ émis dans le xénon liquide. La figure 7.2 montre que le vol de ces e^- a une moyenne qui se situe autour de 260 μm ce qui reste parfaitement négligeable dans notre cas de figure puisque, comme nous le verrons dans ce chapitre, la segmentation effectuée dans le volume de détection de xénon liquide est de 4 mm². Un électron émis dans un carré de cette surface à une probabilité très limitée de sortir de cette zone. Nous pouvons donc estimer que l'approximation faite en générant les UV au point de dépôt d'énergie est parfaitement raisonnable. Le rende-

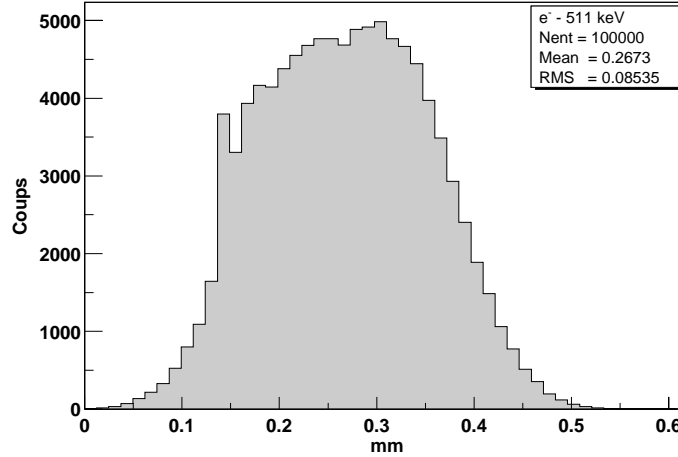


FIG. 7.2: Distribution du vol d'électrons de 511 keV dans du xénon liquide.

ment de scintillation du xénon liquide, considéré pour cette simulation, est de 40000 UV/MeV (cf. Chapitre 6). La propagation des UV se fait naturellement par réflexion sur les parois qu'ils rencontrent, leur absorption par le xénon liquide lui même n'est pas prise en compte du fait que la longueur d'atténuation, de 40 cm (pour une pollution à l' O_2 de l'ordre de 5 ppm), est nettement supérieure aux dimensions qui nous concernent. Afin d'optimiser la propagation et la collection de ces UV, ainsi que la localisation de l'événement, on doit faire appel à une matrice de guides de lumière plongée à l'intérieur du volume de xénon liquide (cf. 7.3). La simulation de cette propagation impose de prendre en compte un coefficient de réflectivité pour le matériau constituant le guide de lumière. L'angle de réflexion est supposé identique à l'angle d'incidence de l'UV considéré (réflexion métallique - cf. figure 7.3).

Le système de photo-détection est également simulé. Il s'agit de PM à localisation. Ce choix est discuté dans le chapitre suivant. L'efficacité quantique de ces PM est prise en compte ainsi que la reconstruction de la position d'impact sur la photocathode par calcul barycentrique. Ce calcul de barycentre se fait en partant du nombre d'UV arrivant sur la photocathode et non à partir des charges lues par les anodes du PM (cf. chapitre 8).

¹Energie maximale des e^- pour des γ incidents de 511 keV

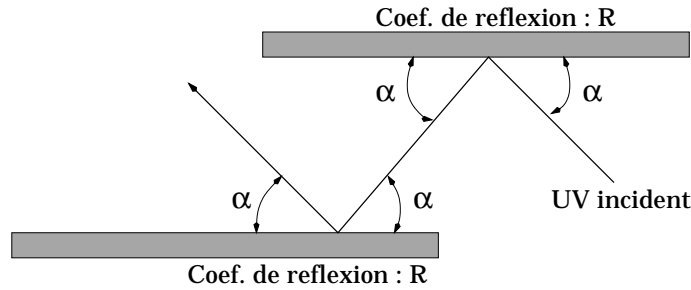


FIG. 7.3: Schématisation du mode de réflexion considéré dans la simulation.

7.3 Géométrie du détecteur

7.3.1 Le cahier des charges

Les impératifs fixés sont d'avoir des caractéristiques géométriques de champ de vue (Field-Of-View : FOV) adaptées à l'imagerie du petit animal, de minimiser la matière autre que le xénon liquide afin de limiter la diffusion Compton et enfin, de concevoir un système permettant la mesure de la profondeur d'interaction (Depth-Of-Interaction : DOI).

7.3.2 Mesure de la profondeur d'interaction

Comme nous l'avons souligné précédemment, les caméras TEP actuelles, qu'elles soient dédiées ou non à l'imagerie du petit animal, sont de type modulaire. Comme l'illustre le schéma 7.4, un bloc de détection classique ne permet pas de déterminer à quelle profondeur le photon γ a interagi : la segmentation des cristaux du module de détection permettra de déterminer 2 des coordonnées du point d'interaction mais la profondeur d'interaction sera arbitrairement fixée au pied du cristal touché.

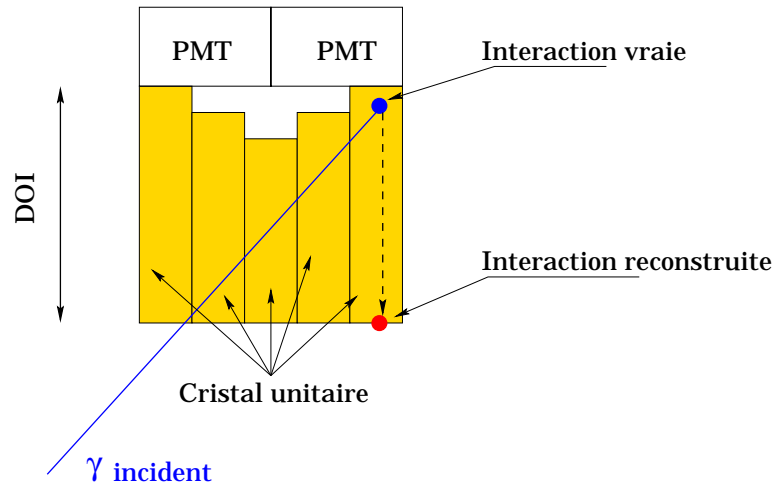


FIG. 7.4: Conséquence sur la localisation d'un événement lorsque la DOI n'est pas accessible.

Les conséquences de cette approximation sur la détection de l'événement se retrouvent lors

de la reconstruction de la ligne de réponse (Line-Of-Response : LOR). La figure 7.5 illustre l'erreur δd induite sur la LOR en l'absence de mesure de DOI. Cet effet est d'autant plus important que l'on se trouve sur les extrémités du champ de vue transaxial du détecteur. L'incidence est directement visible sur l'image reconstruite, l'erreur de parallaxe δd induisant un flou, et ainsi une perte de résolution, sur l'image.

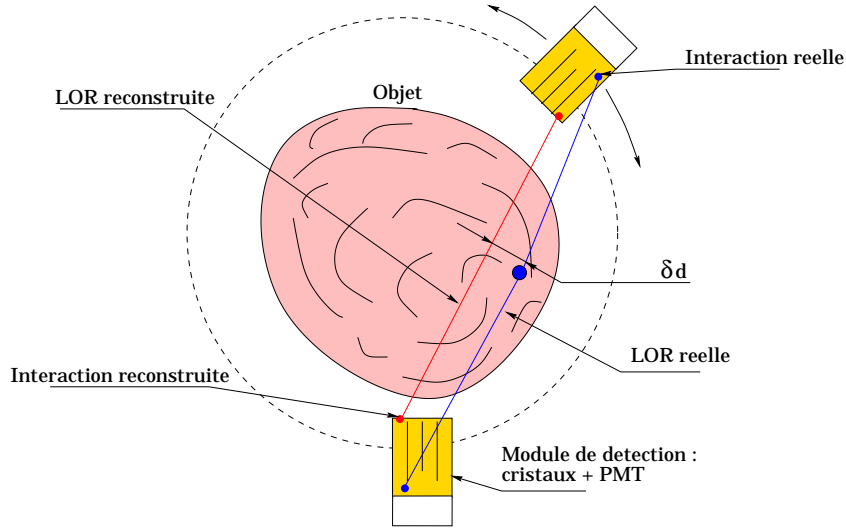


FIG. 7.5: Erreur de parallaxe induite par l'absence de mesure de la profondeur d'interaction du γ incident dans le bloc de détection.

Dans la conception du module de détection pour ce μ TEP à xénon liquide, un des points importants était de proposer une géométrie et une technologie permettant la mesure du DOI. Comme l'illustre la figure 7.6, un module de détection équipé d'un double système de collection de lumière est capable de mesurer les 3 coordonnées d'un point d'interaction. Ce module de détection se compose :

- d'un volume actif de xénon liquide de forme parallélépipédique à section carrée ;
- d'une matrice de guides de lumière à l'intérieur de ce volume actif, les parois de ces guides de lumière devant être réfléchissantes aux photons UV ;
- de 2 PM à localisation de part et d'autre du volume actif.

Il est à noter que l'axe Z défini sur la figure 7.6 est collinéaire à l'axe du tomographe. C'est l'assemblage de ces modules unitaires autour de cet axe Z qui constituera le μ TEP à xénon liquide final (cf. 7.4). Le plan (\vec{ox}, \vec{oy}) définit ainsi l'ensemble des plans transaxiaux au module de détection et plus généralement au μ TEP dans son ensemble.

La localisation d'un événement va se faire en 2 étapes :

- les PM étant à localisation, ils permettent de déterminer dans quel guide de lumière se produit la scintillation, ceci permet de déterminer (X, Y) de l'événement considéré ;
- pour un événement donné, la comparaison de la quantité de lumière de scintillation vue par le PM_1 et par le PM_2 permet de remonter à la coordonnée axiale Z .

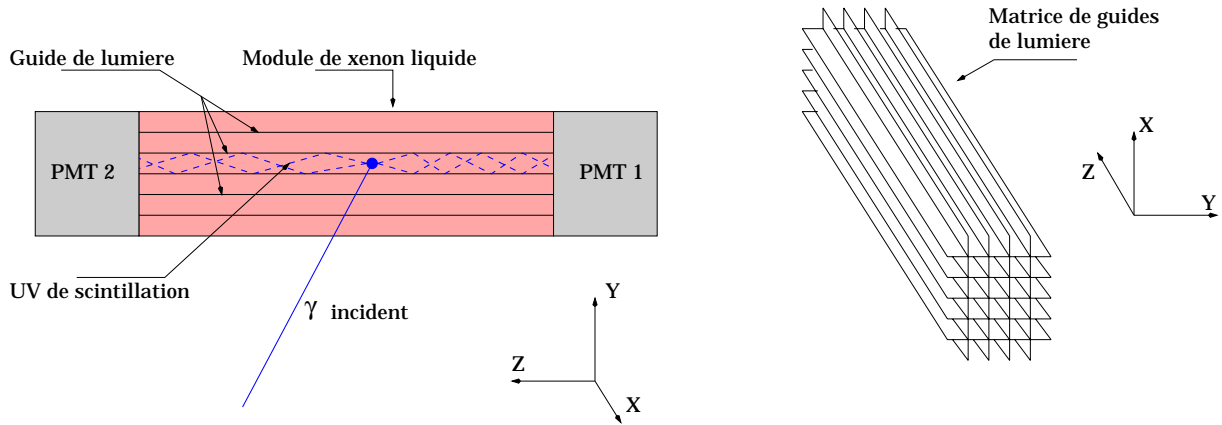


FIG. 7.6: Module μ TEP xénon liquide permettant la mesure du DOI. La matrice de guides de lumière est immergée dans le volume de xénon liquide. Ce schéma est simplement qualitatif : il ne respecte pas les proportions géométriques ni le nombre de guides de lumière par module de détection.

7.3.3 Optimisation du module

L'optimisation du module de détection procède tout d'abord par le choix de la méthode de reconstruction de la position axiale, qu'on appellera par la suite la reconstruction du Z , et la méthode de reconstruction de l'énergie. La mise au point de ces méthodes doit se faire pour une géométrie donnée du module de détection. La longueur axiale du module (suivant Z) est de 50 mm, la section carrée du module est de 20 mm de côté, la matrice de guides de lumière est composée de 100 guides à section carrée de 2 mm de côté. Le choix de ces caractéristiques géométriques sera discuté et argumenté par la suite.

On génère aléatoirement dans ce module des points d'émission d'UV de scintillation correspondant à un dépôt d'énergie de 511 keV. Les caractéristiques de scintillation du xénon liquide dans cette simulation supposent que le rendement de scintillation est de 20000 UV générés pour 511 keV déposés. Ces UV sont émis aléatoirement dans 4π et ensuite propagés le long des guides de lumière. Le coefficient de réflexion est supposé égal à 90 % (valeur théorique de la réflectivité de l'aluminium pour des UV de 180 nm).

L'efficacité quantique des PM est fixée à 15 %² et leur résolution spatiale à 200 μ m (mesures effectuées et présentées au chapitre 8). Ces caractéristiques, aussi bien sur la géométrie du module que sur les propriétés de réflectivité des guides ou de rendement de scintillation du xénon, n'ont aucune incidence sur la validité des méthodes de reconstruction du Z et de l'énergie. Comme nous le constaterons, tous ces paramètres n'ont d'influence que sur les performances intrinsèques du module.

²Objectif visé par Hamamatsu lors des discussions d'octobre 1999.

Reconstruction de la coordonnée axiale : reconstruction du Z

La quantité de lumière de scintillation reçue par les PM dépend de la position axiale du point d'émission de ces UV. La courbe 7.7 nous montre la distribution du signal total (Signal $PM_1 + PM_2$ illustrant dans notre cas les photoélectrons issus de chaque PM) en fonction de la position en Z du point d'émission.

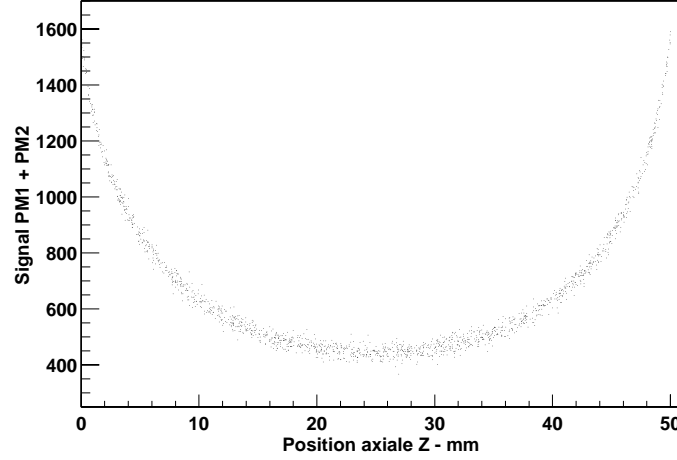


FIG. 7.7: Signal total issu des PM ($PM_1 + PM_2$) en fonction de la position axiale Z du point de génération d'UV dans le module.

L'observable expérimentale qui sera la nôtre pour déterminer la position Z du point d'émission d'UV, sera :

$$\frac{\text{Signal}(PM_1) - \text{Signal}(PM_2)}{\text{Signal}(PM_1) + \text{Signal}(PM_2)} \quad \text{noté} \quad \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

L'objectif est donc de trouver une méthode permettant, à partir de $(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$, de retrouver la coordonnée Z du point d'émission, noté Z_{hit} par la suite.

La figure 7.8 illustre la corrélation entre $(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ et Z_{hit} . Si $(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ était le résultat exact de la position axiale du point d'émission, nous serions en présence d'une distribution du type :

$$Z_{hit} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

Dans un tel cas, aucune correction ne serait nécessaire. Or, cette distribution n'est pas linéaire mais est ajustable par un polynôme du 3^{ème} ordre. La figure 7.8 permet de définir les paramètres de l'ajustement : P_0 , P_1 , P_2 et P_3 . Ceci permettant de déterminer la coordonnée axiale reconstruite, noté Z_{rec} , à partir de l'observable physique $(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$:

$$Z_{rec} = P_3 \cdot \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^3 + P_2 \cdot \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 + P_1 \cdot \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) + P_0$$

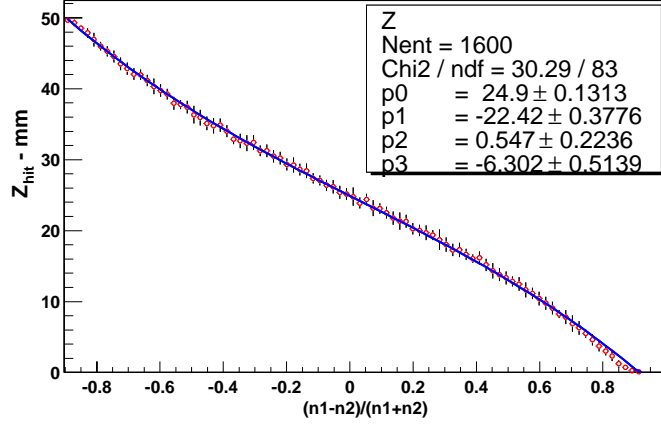


FIG. 7.8: Position axiale reconstruite par le rapport de signal $(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ en fonction de la position axiale initiale, Z_{hit} , de l'événement considéré, puis ajustement par un polynôme d'ordre 3. L'extraction des coefficients de ce polynôme permet de corriger la non-linéarité de la position axiale reconstruite Z .

Cette coordonnée axiale reconstruite, Z_{rec} , peut donc se comparer à la coordonnée axiale Z_{hit} aléatoirement générée lors de l'émission d'UV, la figure 7.9 illustre que la méthode de reconstruction du Z est fiable et robuste.

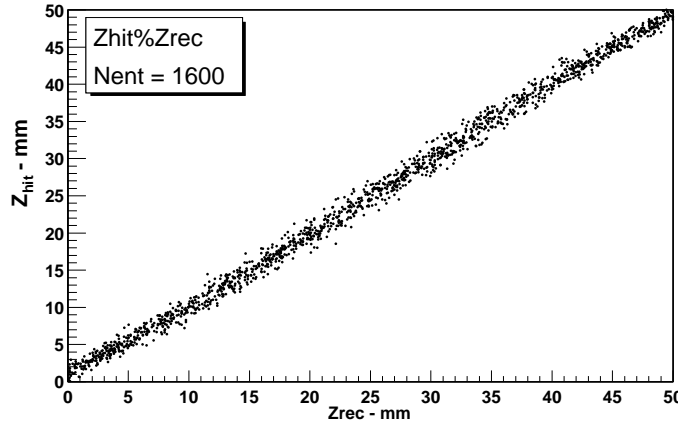


FIG. 7.9: Position Z reconstruite après correction en fonction de la position Z initiale de l'événement généré.

Il est important de noter que les coefficients de correction appliqués, issus de l'ajustement par le polynôme du 3^{ème} ordre, sont indépendants de l'énergie déposée. Cependant, si la géométrie ou la réflectivité des guides changent, il convient de redéfinir ces coefficients de correction.

L'évaluation de la résolution en Z se fait en déterminant la largeur à mi-hauteur de la distribution $(Z_{rec} - Z_{hit})$ (cf. 7.3.4).

Reconstruction de l'énergie

La reconstruction de l'énergie d'un événement nécessite que la coordonnée axiale Z de cet événement soit déjà reconstruite.

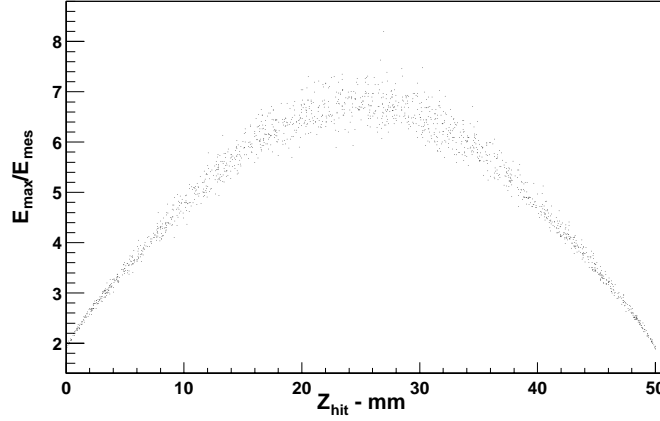


FIG. 7.10: Distribution de la fraction d'énergie collectée en fonction de la coordonnée axiale simulée.

On sait que le nombre maximum de photoélectrons sur un PM est donné par le nombre d'UV produits par un dépôt d'énergie de 511 keV multiplié par l'efficacité quantique de ce PM. On notera ce produit E_{max} . Dans notre cas :

$$E_{max} = (N_{uv}/511\text{keV}) \times EQ = 20000 \times 0,15 = 3000 \quad \text{Photoélectrons}$$

L'énergie mesurée s'exprime par la somme des signaux de chaque PM : $E_{mes} = n_1 + n_2$, illustrant le nombre de photoélectrons pour un événement détecté. La figure 7.10 illustre la distribution du rapport E_{max}/E_{mes} en fonction de la position axiale, Z_{hit} , de l'événement généré. Il apparaît clairement que la variation centre à bord de l'énergie mesurée est importante et doit être corrigée.

On va donc évaluer le profil de la distribution présentée sur la figure 7.10 et déterminer un ajustement approprié afin d'extraire les paramètres de correction.

Sur la figure 7.11, on fixe 3 zones correspondant à 3 fonctions d'ajustement différentes sur le profil. La zone 1 et la zone 3 sont ajustées par des droites dont les paramètres seront notés respectivement a_0, a_1 et c_0, c_1 , la zone 2 est ajustée par un polynôme du 2^{ème} ordre, les paramètres seront b_0, b_1 et b_2 .

Pour un module dont la dimension axiale est de 50 mm, l'étude du profil 7.11 permet de déterminer les 3 zones de la façon suivante :

- zone 1 entre 0 et 9,5 mm ;
- zone 2 entre 9,5 et 40,5 mm ;
- zone 3 entre 40,5 et 50 mm.

La définition de ces zones n'est valable que pour une configuration géométrique donnée. Il faut redéfinir les intervalles pour toutes variations d'un des paramètres géométriques du module.

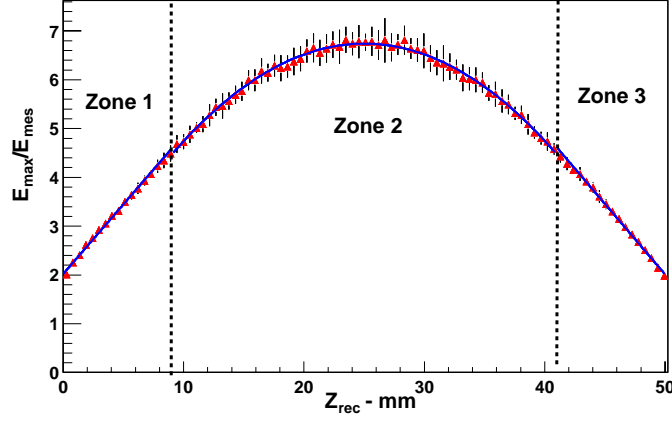


FIG. 7.11: Ajustement sur 3 zones de la distribution de l'inverse de la fraction d'énergie collectée en fonction de la coordonnée axiale reconstruite.

Le paramètre de correction de l'énergie sera noté par la suite P_{cor} alors que l'énergie reconstruite corrigée sera notée E_{rec} . Les corrections se feront suivant trois possibilités :

- $Z_{rec} \in \text{Zone 1}$: $P_{cor} = a_1 Z_{rec} + a_0$
- $Z_{rec} \in \text{Zone 2}$: $P_{cor} = b_2 Z_{rec}^2 + b_1 Z_{rec} + b_0$
- $Z_{rec} \in \text{Zone 3}$: $P_{cor} = c_1 Z_{rec} + c_0$

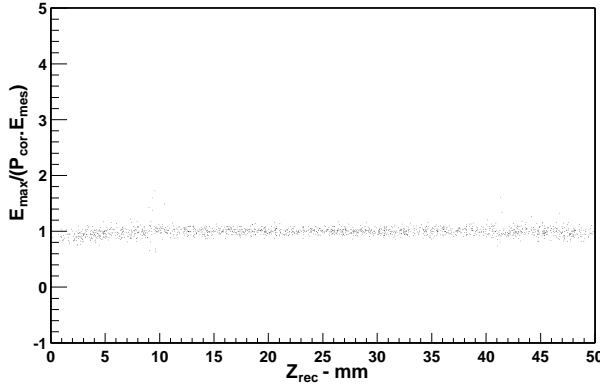


FIG. 7.12: Rapport, après correction, de l'énergie maximale et de l'énergie mesurée en fonction de la position reconstruite pour des événements de 511 keV.

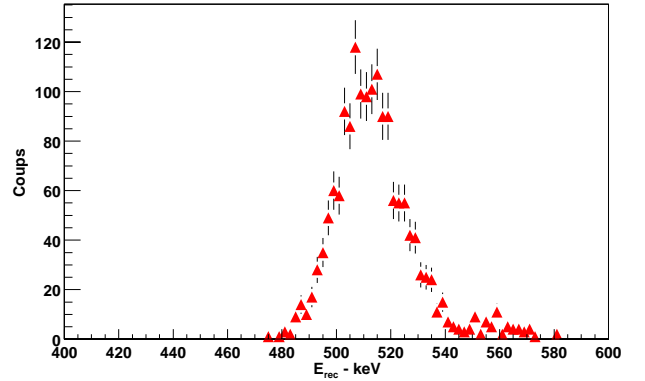


FIG. 7.13: Energie reconstruite pour des énergies fixées à 511 keV lors de la génération des événements.

Dans tous les cas, l'expression de l'énergie reconstruite corrigée sera la suivante :

$$E_{rec} = P_{cor} \cdot \frac{E_{mes}}{E_{max}} \cdot 511$$

On s'est attaché à simuler des événements de 511 keV, sur la figure 7.13. On peut ainsi mettre en évidence la corrélation entre l'énergie reconstruite et l'énergie initiale de l'événement.

La figure 7.12 illustre l'efficacité de cette méthode de reconstruction de l'énergie : le rapport de l'énergie maximale, que peut recevoir un PM pour un événement de 511 keV, avec l'énergie reconstruite et corrigée de l'événement considéré, est distribué autour de 1 quelle que soit la position axiale de l'émission d'UV. La mesure de l'énergie est ainsi indépendante de la zone où se produit la scintillation.

L'évaluation de la résolution en énergie se fait en déterminant la largeur à mi-hauteur de la distribution ($E_{rec} - E_{hit}$) (cf. 7.3.4).

Les dimensions

Maintenant que les techniques de reconstruction de l'énergie et de la position axiale de l'événement sont établies, il convient de définir au mieux les paramètres géométriques de ce module de détection afin d'optimiser les performances sur la résolution spatiale et la résolution en énergie.

La section transaxiale carrée de 20 mm de côté, est imposée, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, par la surface active des photocathodes de nos PM, qui est précisément de $20 \times 20 \text{ mm}^2$.

La matrice de guide de lumière placée à l'intérieur de la zone active de xénon liquide, est composée de tubes à section carrée de 2 mm de côté afin de rester compétitif en terme de résolution spatiale transaxiale tout en conservant un certain réalisme vis à vis du processus de fabrication de ces guides. Nous sommes donc en présence d'une matrice de 100 guides de lumière.

Il reste maintenant à déterminer la longueur axiale de ce module de détection. Les contraintes que nous considérerons sont les suivantes :

- la résolution axiale (Z) ne doit pas être supérieure à 2 mm car celle-ci conditionne directement l'épaisseur des coupes imagées par le μTEP ;
- le champ de vue axial, qui précisément est défini par la longueur axiale de la partie active du module, doit pouvoir couvrir au minimum la moitié d'un corps entier de petit animal du type souris. Nous fixons ainsi une borne inférieure de 35 mm pour la longueur axiale du module xénon liquide.

Au vu de ces deux contraintes, nous avons simulé les performances du module en fonction de sa longueur axiale. Les conditions de simulation supposaient une réflectivité des guides de 90 % pour les UV de scintillation de 180 nm du xénon liquide, une efficacité quantique des PM de 15 % et un rendement de scintillation du xénon liquide de 40000 UV/MeV. Ces valeurs de paramètres physiques étant considérées comme accessibles technologiquement, feront office de référence pour la suite de cette simulation.

La figure 7.14 illustre l'évolution des résolutions en Z et en énergie pour une longueur axiale du module variant entre 20 mm et 70 mm. Les coefficients de correction pour la reconstruction du Z et de l'énergie sont recalculés pour chaque configuration. On constate qu'au-delà de 50 mm pour la longueur axiale du module, la résolution axiale devient supérieure à 2 mm. En conséquence, on peut donc fixer une zone active de xénon liquide de $50 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$. On constatera également sur la figure 7.14 la détérioration de la résolution en énergie, sur le pic de 511 keV, lorsque la longueur axiale du module augmente. En effet, cette résolution varie entre 7 % et 18 % et ceci de façon pseudo-linéaire, lorsque la longueur axiale passe de 20 mm à 70 mm. Ceci n'ayant finalement rien de surprenant puisque l'augmentation de la longueur du module

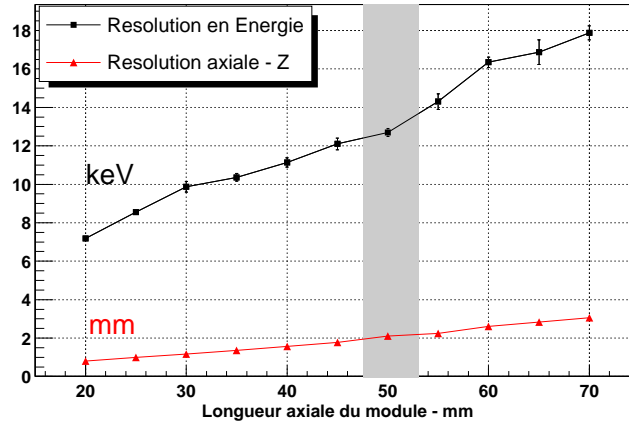


FIG. 7.14: Evolution de la résolution axiale et de la résolution en énergie en fonction de la longueur axiale du module de détection.

influe directement, sur la diminution du nombre de photons de scintillation susceptibles d’être détectés par les PM.

7.3.4 Performances du module de détection

Les résultats sur les pronostics en performance de ce module de détection sont établis sur la configuration géométrique précédemment décrite dont le tableau 7.1 résume les principales caractéristiques :

Longueur axiale - Z	50 mm
Largeur transaxiale - X	20 mm
Largeur transaxiale - Y	20 mm
Nombre de guide	100 - (10 en X & 10 en Y)
Section carrée par guide	$2 \times 2 \text{ mm}^2$

TAB. 7.1: Caractéristiques géométriques du module.

En ce qui concerne les paramètres physiques portant sur la réflexion des UV, la scintillation du xénon liquide ainsi que les performances du système de collection de lumière, le tableau 7.2 fixe les valeurs incluses dans le Monte Carlo.

Réfectivité guides de lumière	90 %
Efficacité quantique des PM	15 %
Résolution spatiale des PM	$200 \mu\text{m}$
Rendement de scintillation du LXe	40000 UV/MeV

TAB. 7.2: Paramètres choisis pour la simulation de la collection de lumière dans un module.

Résolution axiale : en Z

La résolution sur la coordonnée axiale Z se détermine en évaluant la largeur à mi-hauteur de la distribution $Z_{rec} - Z_{hit}$.

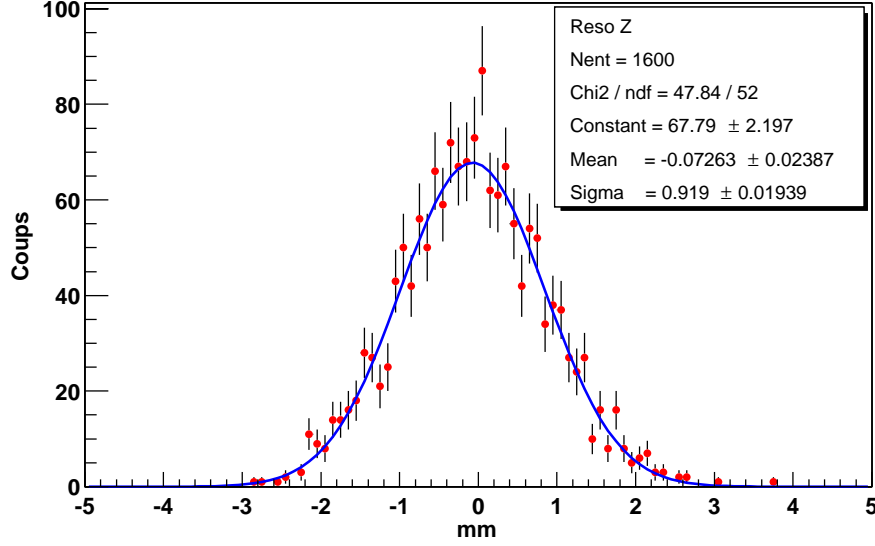


FIG. 7.15: Résolution de détection sur la position axiale Z .

La courbe 7.15 nous permet d'évaluer cette résolution R_z sur le Z reconstruit :

$$R_z = 2,35\sigma = 2,16 \pm 0.05\text{mm}$$

On rappelle que cette résolution R_z détermine directement la résolution axiale de l'image reconstruite. En d'autres termes, elle fixe l'épaisseur de la coupe reconstruite à une valeur de l'ordre de 2 mm.

Résolution transaxiale : en X et Y

La résolution transaxiale du détecteur est, quant à elle essentiellement déterminée par la segmentation de la matrice des guides de lumière et dans une moindre mesure par la résolution des PM. Nous caractérisons dans cette partie la résolution intrinsèque minimale en X et Y du détecteur, correspondant à des événements dont l'interaction serait purement photoélectrique. On génère alors aléatoirement dans le module, des points où 511 keV sont déposés. Les courbes 7.16 et 7.18 montrent la distribution des coordonnées (X_{hit}, Y_{hit}) de ces événements.

On note sur les figures précédentes que 2 événements reconstruits provenant de 2 guides juxtaposés, sont séparés. Un événement détecté se verra affecté, comme coordonnées (X_{rec}, Y_{rec}) , celles correspondant au centre de la section du guide convoluées à la résolution du PM.

7.3 Géométrie du détecteur

Les figures 7.17 et 7.19 correspondent à la détection et reconstruction de X_{rec} et Y_{rec} pour des guides de 2 mm de section et des PM dont la résolution est de 200 μm . Notons par d la dimension de la section d'un guide et par R_{PM} la résolution d'un PM à 1σ . Sachant que pour une distribution plate, nous avons $\sigma = d/\sqrt{12}$, alors la résolution (fwhm) en X et Y du détecteur peut s'exprimer de la façon suivante :

$$R_x = R_y = 2,35. \left(R_{PM} \oplus \frac{d}{\sqrt{12}} \right)$$

$$R_x = R_y = 2,35. \sqrt{0,085^2 + 0,55^2} \simeq 1,3\text{mm}$$

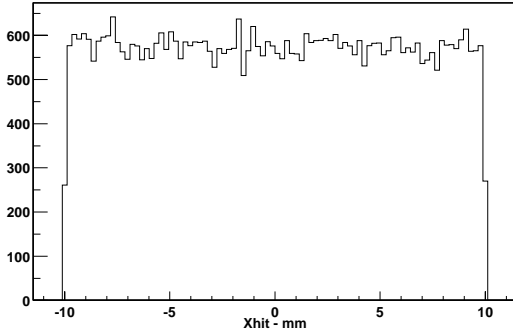


FIG. 7.16: Coordonnée X_{hit} des interactions de 511 keV générées dans le module.

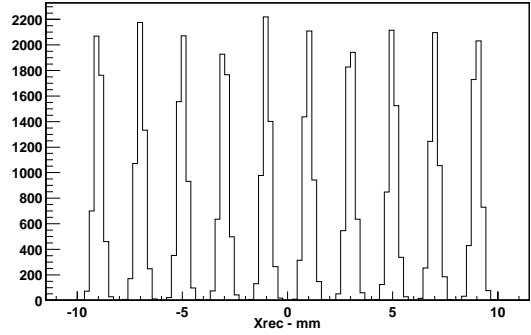


FIG. 7.17: Coordonnée reconstruite X_{rec} pour une résolution de PM de 200 μm .

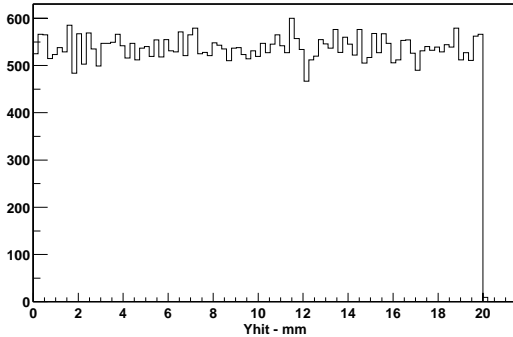


FIG. 7.18: Coordonnée Y_{hit} des interactions de 511 keV générées dans le module.

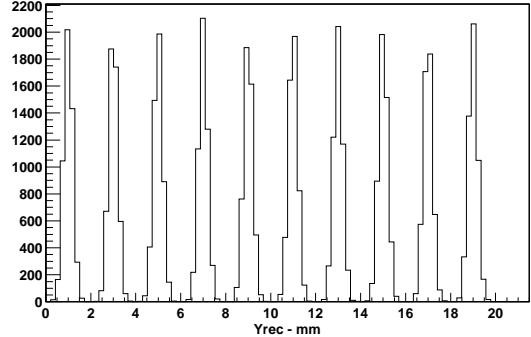


FIG. 7.19: Coordonnée reconstruite Y_{rec} pour une résolution de PM de 200 μm .

Il est à noter que la largeur des distributions des figures 7.17 et 7.19, illustre et correspond à la résolution des PM et non aux résolutions totales R_x et R_y .

Les figures 7.20 et 7.21 nous montrent la différence entre un système où les PM ont une résolution de 200 μm et 500 μm . Les mesures effectuées et présentées dans le prochain chapitre sur la résolution spatiale des PM utilisés pour ce détecteur, montrent que la résolution est de l'ordre de 140 μm (FWHM). Dans la suite, les simulations considéreront systématiquement une résolution de 200 μm .

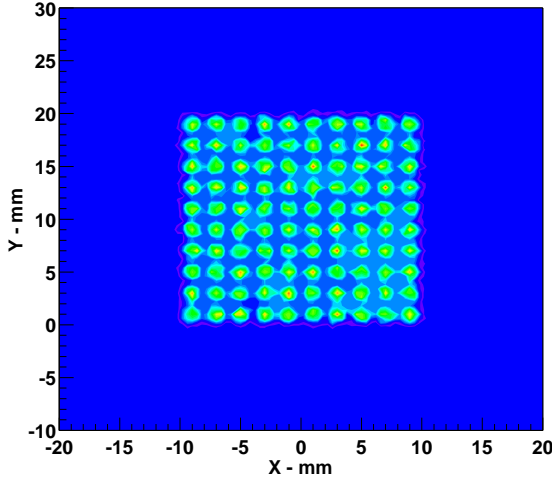


FIG. 7.20: *Reconstruction des positions transaxiales X et Y pour une résolution de PM de 500 μm .*

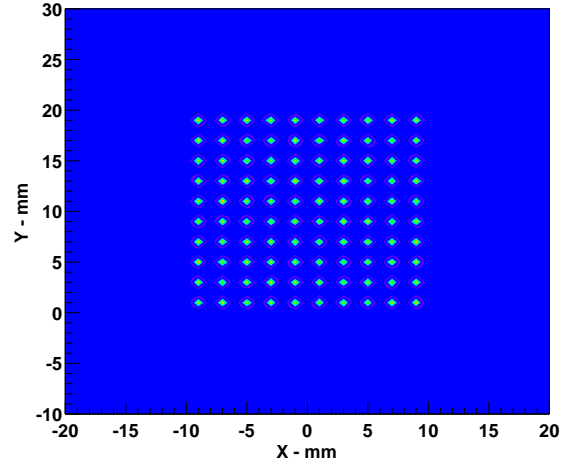


FIG. 7.21: *Reconstruction des positions transaxiales X et Y pour une résolution de PM de 200 μm .*

Résolution en énergie

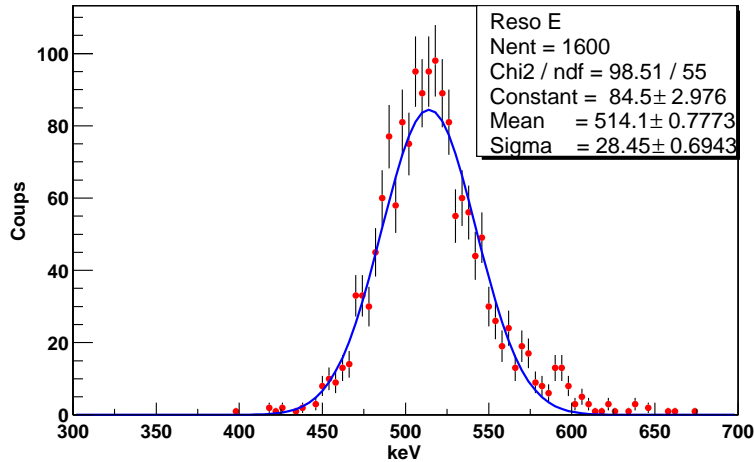


FIG. 7.22: *Résolution en énergie sur le pic de 511 keV.*

La résolution en énergie du détecteur est directement dépendante de la statistique accumulée sur la détection des UV de scintillation.

Autrement dit, à géométrie fixe, les paramètres fondamentaux, en dehors du rendement de scintillation du xénon liquide, sont le coefficient de réflectivité associé aux parois des guides de lumière ainsi que l'efficacité quantique des PM. Toujours dans le cadre des paramètres définis dans les tableaux 7.1 et 7.2, la courbe 7.22 montre que la résolution à mi-hauteur sur le pic de

511 keV est :

$$R_{511} = 2,35 \cdot \frac{\sigma}{511} = 13 \pm 0,35\%$$

7.3.5 Influence de la matrice de guides sur la diffusion Compton

Une des questions importantes qu'il convient de se poser concerne la contribution de la matrice de guides de lumière au taux de diffusion Compton. La diffusion Compton ayant une influence directe sur la résolution spatiale, toute présence de matière susceptible de faire augmenter cette diffusion est à éviter.

Des simulations sous GEANT 4 ont été réalisées avec et sans matrice de guides. Cette matrice de guide de lumière va être simulée par des plaques d'aluminium de $70 \mu\text{m}$ d'épaisseur (ceci étant compatible avec le processus de fabrication décrit dans le chapitre suivant). Le volume actif de xénon liquide est de $20 \times 20 \times 50 \text{ mm}^3$ et l'on considère une enveloppe en aluminium de 1 mm d'épaisseur autour de ce volume de xénon liquide. Les figures 7.24 et 7.23 représentent ces 2 configurations. La quantité de matière liée à la présence de la matrice aluminium engendre une perte de l'ordre de 7 % de xénon liquide dans le module.

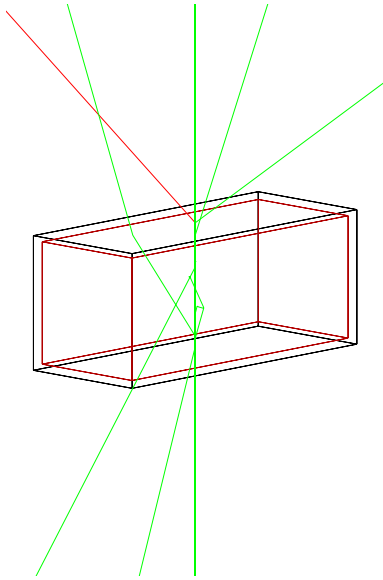


FIG. 7.23: Simulation de l'interaction de γ de 511 keV dans un module de xénon liquide dépourvu de matrice de guides de lumière.

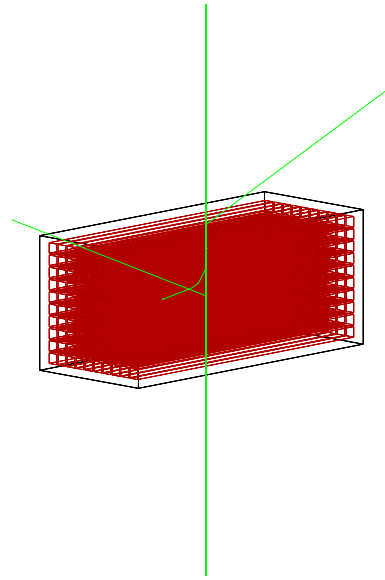


FIG. 7.24: Simulation de l'interaction de γ de 511 keV dans un module de xénon liquide équipé d'une matrice de guide de lumière.

Pour cette simulation, 100000 γ de 511 keV ont été tirés perpendiculairement au plan (x, z) (cf. figure 7.6), le point d'impact de ces γ se situant au centre de ce même plan. Les conditions de sélection pour cette analyse sont les suivantes :

- Le nombre de diffusions Comptons effectuées dans le module par chaque γ sera enregistré, ceci afin d'avoir une analyse quantitative entre le taux de diffusion Compton avec et sans matrice d'aluminium.
- Les coordonnées du point où le γ terminera son parcours (par effet photoélectrique) dans le module seront enregistrées puisque précisément ce sont eux qui permettent d'estimer

la dispersion spatiale induite par l'effet Compton : sans diffusion Compton, tous les événement déposant de l'énergie dans le module le feraient par effet photoélectrique et de fait ils se trouveraient tous sur une droite définie par leur direction incidente.

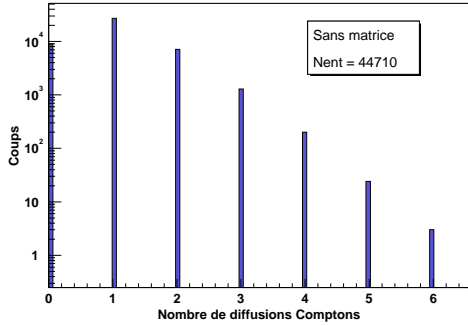


FIG. 7.25: Nombre d'événements subissant entre 0 et 6 diffusions Comptons pour un module sans matrice.

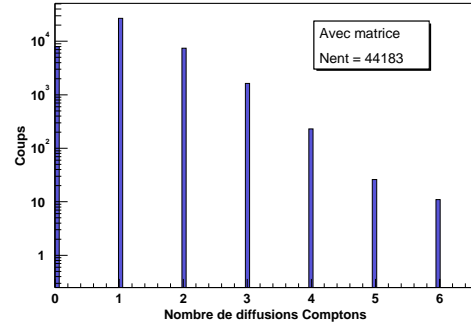


FIG. 7.26: Nombre d'événements subissant entre 0 et 6 diffusions Comptons pour un module avec matrice.

Les figures 7.25 et 7.26 permettent de constater que le taux de diffusion Compton est tout à fait identique que la matrice soit présente ou non. Les γ peuvent, dans les deux cas, subir entre 0 et 6 diffusions Compton. Le tableau 7.3 montre qu'en présence de la matrice d'aluminium, le nombre d'événements, N_c , subissant au moins une diffusion Compton, est à peine supérieur de 1,5 % à ce que l'on obtient sans matrice. Le nombre d'interactions Rayleigh, N_r , est inférieur de 14 % pour le module équipé de la matrice, ceci trouvant son explication dans le fait que la diffusion Rayleigh est favorisée dans les milieux à Z élevé (xénon par rapport à l'aluminium) pour des γ d'énergie inférieure à 100 keV donc typiquement des γ ayant subi préalablement une ou plusieurs diffusions Compton. Le nombre d'interactions photoélectriques, N_p , est quant à lui inférieur de 12,7 % en présence de la matrice et la photofraction passe de 22 % à 20 %.

	Avec Matrice	Sans Matrice
N_c	36244 ± 190	35753 ± 189
N_r	2043 ± 45	2375 ± 49
N_p	19089 ± 138	21881 ± 148
Photofraction	20 %	22 %

TAB. 7.3: Comparaison des interactions suivant le type de module.

Il est donc tout à fait raisonnable d'envisager une telle structure de guides de lumière à l'intérieur du volume de xénon liquide, sans pour cela générer une source de bruit Compton susceptible de pénaliser les performances du détecteur en terme de résolution spatiale.

7.4 Simulation Complète du μ TEP

Enfin, les figures 7.27 et 7.28 illustrent bien le fait que la matrice d'aluminium ne perturbe pas la résolution spatiale du détecteur. En effet, il s'agit ici des distributions des coordonnées, au point d'interaction photoélectrique, des γ ayant perdu toute leur énergie dans le détecteur. Cette distribution s'exprime dans le plan (X, Z) ³, qui montre effectivement que les guides de lumière en aluminium n'influent pas sur la distribution spatiale de ces événements.

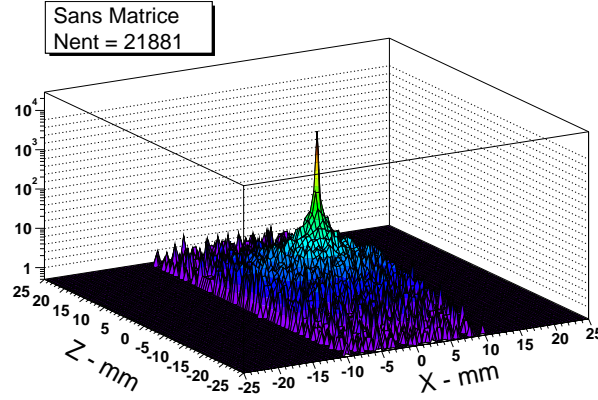


FIG. 7.27: Distribution des coordonnées (X, Z) des événements photoélectriques dans un module sans matrice d'aluminium.

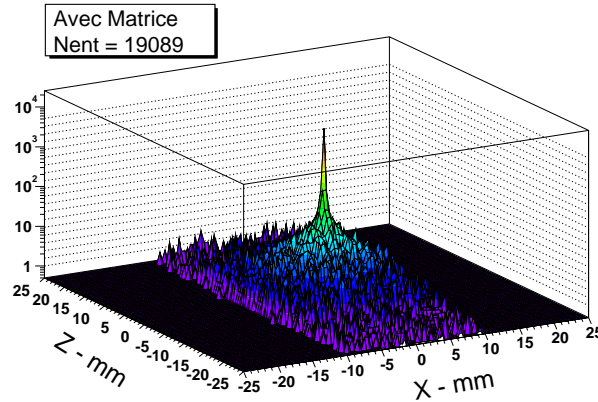


FIG. 7.28: Distribution des coordonnées (X, Z) des événements photoélectriques dans un module équipé d'une matrice d'aluminium.

7.4 Simulation Complète du μ TEP

Maintenant que le module élémentaire de détection de ce μ TEP est défini, il convient d'établir une géométrie complète du μ TEP, de la simuler et de la caractériser en performances pour différentes configurations expérimentales.

³perpendiculaire à la direction des γ incidents ; on notera également l'échelle logarithmique sur l'axe des Y

7.4.1 Géométrie

Nous devons construire une couronne de détection avec pour brique élémentaire le module que nous venons de définir et de caractériser (cf. 7.24). La dégradation de la résolution due à l'accolinéarité des 2 γ , nous pousse à réduire le champ de vue transaxial à un minimum tolérable vis à vis de la manipulation des sujets à observer. La limite inférieure sera fixée à 80 mm. Les figures 7.29 et 7.30 issues de GEANT 4 présentent une vue simplifiée de la géométrie retenue et du positionnement des modules de détection.

- le centre de chaque module est placé à 6,8 cm du centre du champ de vue du μ TEP ;
- l'angle entre chaque module est de $22,5^\circ$;
- le μ TEP est composé de 16 modules de détection, chaque module étant équipé de 2 PM à localisation.

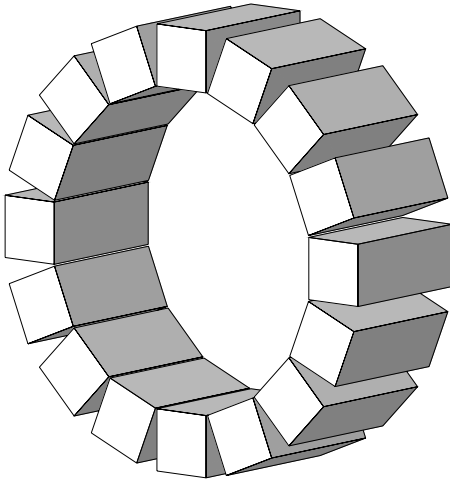


FIG. 7.29: Vue générale des 16 modules de détection en position finale.

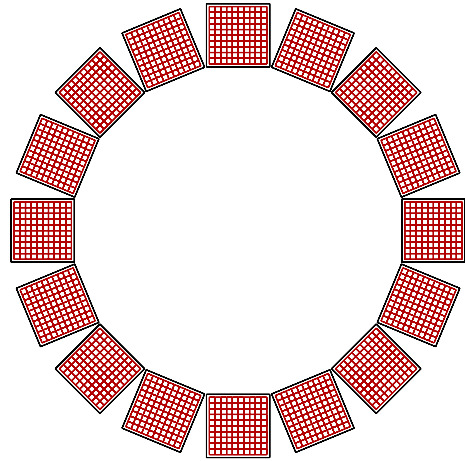


FIG. 7.30: Vue transaxiale des 16 modules de détection. On constate la présence des 100 guides de lumière par module.

En théorie, le nombre de paires de modules mis en coïncidence est donné par C_{16}^2 . Or, pour un module donné, les lignes de réponses formées avec les 8 modules voisins, n'interceptent pas le champ de vue. Suite à cela, nous pouvons établir les caractéristiques suivantes :

- chaque module est en coïncidence avec 7 autres modules ;
- un champ de vue transaxial de 8 cm pour ce μ TEP, représente $\frac{16 \times 7}{2} = 56$ paires de modules en coïncidence.

De plus, comme nous l'avons établi précédemment, la résolution axiale du détecteur étant de l'ordre de 2 mm, nous pouvons définir 25 coupes de reconstruction transaxiales ce qui permet de définir $2500^2 = 6,25 \cdot 10^6$ LOR. Pour les 56 paires en coïncidence, cela représente $350 \cdot 10^6$ LOR dans le cas extrême bien sûr, d'une acquisition 3D complète.

Il convient à présent de définir le cryostat contenant ces modules de détection. Il s'agit dans le

7.4 Simulation Complète du μ TEP

cadre de cette simulation de 2 cylindres creux en aluminium, l'un constituant la paroi chaude et l'autre la paroi froide du cryostat. La distance inter-parois est de 1 cm. Le rayon interne du μ TEP est défini par celui de la paroi chaude qui est de 4 cm ; c'est bien entendu ce paramètre qui va définir la dimension du champ de vue transaxial. Le rayon externe est de 10 cm, l'épaisseur des parois de ce cryostat étant de 2 mm. La figure 7.31 illustre dans le plan transaxial (X, Y), la configuration géométrique finale du μ TEP. La simulation suppose que le vide est fait à l'intérieur de l'enceinte du cryostat.

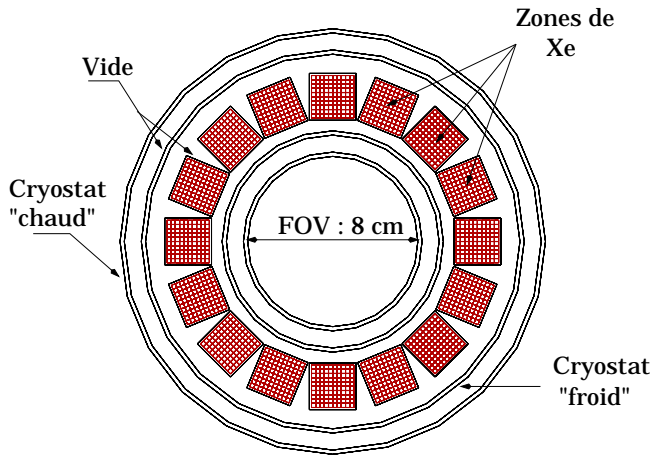


FIG. 7.31: Vue transaxiale du positionnement des 16 modules de détection dans le cryostat aluminium.

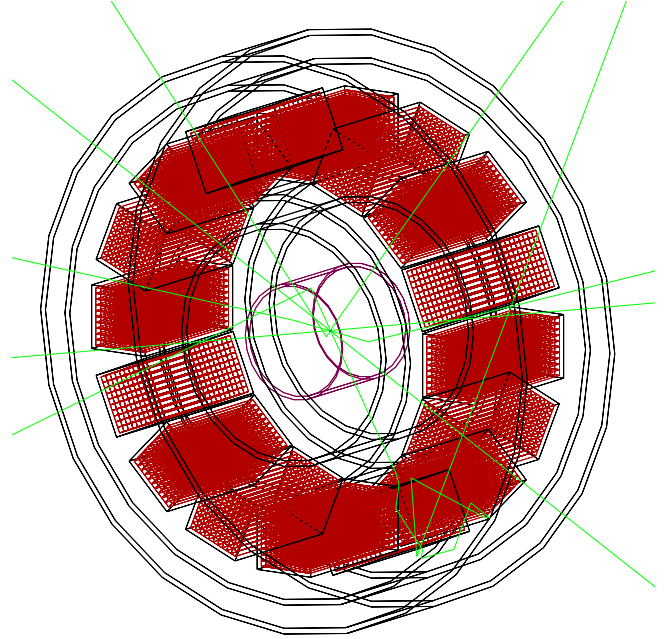


FIG. 7.32: Géométrie du μ TEP complet simulé par GEANT 4 : 16 modules de détection, parois du cryostat, fantôme cylindrique au centre du champ de vue.

Sur la figure 7.32, le μ TEP est simulé dans une des situations expérimentales possibles. Un cylindre de 4 cm de diamètre et 4 cm de hauteur (orienté suivant l'axe Z), rempli d'eau, est placé au centre du champ de vue. Une source ponctuelle de ^{18}F est simulée au centre de ce fantôme, on constatera sur cette figure les traces des γ d'annihilation.

Les caractéristiques de ce μ TEP xénon liquide sont résumées dans le tableau 7.4.

7.4.2 Résultats : performances du μ TEP

Comme nous l'avons spécifié lors du chapitre 2, il n'existe pas à l'heure actuelle de protocole standard pour tester et évaluer les performances des détecteurs TEP dédiés à l'imagerie du petit animal. En conséquence de quoi, nous définirons un protocole proche du standard NEMA qui nous permettra d'être réaliste quant à l'évaluation des performances du μ TEP à xénon liquide. Pour ce qui est de la simulation de fantômes, nous considérerons systématiquement un

Champ de vue axial	50 mm
Champ de vue transaxial	80 mm
Distance centre FOV - centre module	68 mm
Nombre de module	16
Nombre maximal de LOR	$350 \cdot 10^6$
Mode d'acquisition	3D exclusif

TAB. 7.4: *Caractéristiques principales du μ TEP complet.*

cylindre d'eau de 4 cm de diamètre et 4 cm de hauteur afin de se rapprocher des volumes de boîtes crâniennes des petits animaux, tout en restant dans l'esprit du protocole NEMA.

Résolution en énergie

Pour ce qui est de l'évaluation de la résolution en énergie de ce détecteur, le protocole de simulation est le suivant :

- l'isotope est une source ponctuelle de ^{18}F placée au centre du fantôme, donc au centre du FOV ;
- ne seront enregistrés que les événements pour lesquels chaque γ d'annihilation a interagi au moins une fois dans le xénon liquide ;
- une paire de photons γ est considérée comme étant en coïncidence lorsque les 2 γ déposent de l'énergie dans le xénon liquide. Les critères de sélection au travers de coupures en énergie sont appliqués a posteriori dans l'analyse.

Bien entendu, l'importance du type d'isotope et de fantôme pour cette mesure de résolution en énergie, est tout à fait relative puisqu'il s'agit en fait d'évaluer la capacité du détecteur à reconstruire un spectre en énergie pour des photons γ incidents de 511 keV.

La figure 7.33 illustre le dépôt d'énergie brut des γ d'annihilation dans le xénon liquide. La figure 7.34 permet de mesurer la réponse du détecteur vis-à-vis de ce dépôt d'énergie. La résolution à mi-hauteur (fwhm) R_{fwhm} sur le pic photoélectrique de 511 keV est :

$$R_{fwhm} = 2,35 \cdot \frac{\sigma}{511} = 14,33 \pm 0,05\%$$

On rappelle à titre de comparaison qu'un détecteur TEP utilisant du BGO comme cristal scintillant, permettra d'atteindre des résolutions en énergie de l'ordre de 25 %.

Les paires de γ en coïncidence peuvent être séparées en 2 catégories : diffusées et non-diffusées. La figure 7.35 présente le spectre en énergie des photons n'ayant pas diffusé dans le fantôme, celui de ceux qui ont diffusé une fois au moins et la somme de ces 2 spectres. On note que la contribution des γ diffusés est tout à fait minoritaire, ceci sera discuté plus largement lorsque nous étudierons les valeurs de la fraction de diffusées. La figure 7.36 permet d'évaluer la distribution en énergie des photons γ en fonction du nombre de diffusions subies dans le fantôme. Il est clair que plus le nombre de diffusions Compton dans le fantôme est important, plus la résolution spatiale va se détériorer. Afin de limiter cet effet de diffusion multiple, on peut appliquer une sélection, sur les γ en coïncidence utilisés pour la reconstruction, par le biais d'une coupure sur l'énergie. Précisément, la figure 7.36 montre que si l'on sélectionne les photons γ dont l'énergie déposée dans le xénon liquide est supérieure à 250 keV, alors on

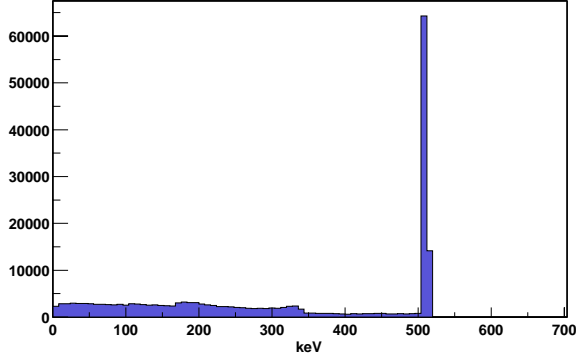


FIG. 7.33: Spectre en énergie des γ reconstruits après la simulation GEANT 4.

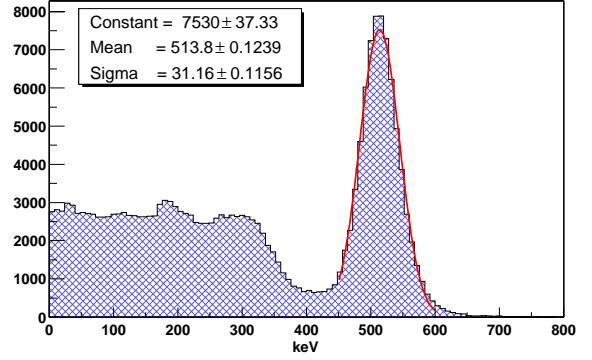


FIG. 7.34: Spectre en énergie des γ reconstruits après la simulation complète.

s'affranchit presque totalement des événements ayant diffusé 2 fois et plus dans le fantôme. Ceci s'avère l'argument principal permettant d'évaluer la valeur de coupure en énergie que l'on souhaite appliquer sur les données acquises.

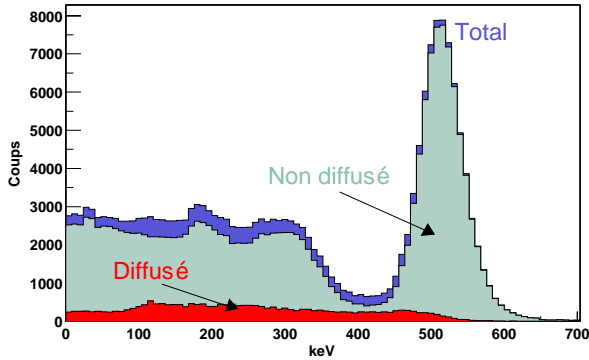


FIG. 7.35: Spectre en énergie des γ : diffusés + non-diffusés ; diffusés ; non-diffusés.

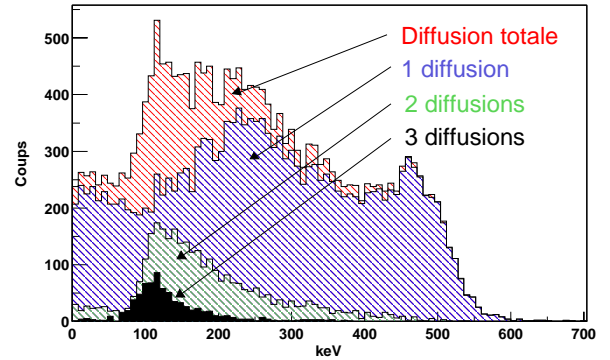


FIG. 7.36: Spectre en énergie des γ diffusés.

Les figures 7.37 et 7.38 permettent de mettre en évidence l'efficacité des coupures en énergie sur la sélection des paires de γ . La figure 7.37 montre une assez forte contribution de la diffusion Compton pour le spectre en énergie des coïncidences détectées lorsque aucune coupure en énergie n'est appliquée. En revanche, sur la figure 7.38, seuls les photons en coïncidence dont l'énergie déposée est comprise entre 250 keV et 650 keV sont enregistrés. Le spectre en énergie de ces coïncidences est immédiatement moins contaminé par les diffusions Compton.

L'intérêt de ces coupures en énergie est, bien entendu, d'améliorer la résolution spatiale du détecteur en filtrant les événements diffusés. Le prix à payer sera une baisse de la sensibilité du détecteur puisque le taux de comptage sera réduit⁴.

⁴minimum d'un facteur 2.

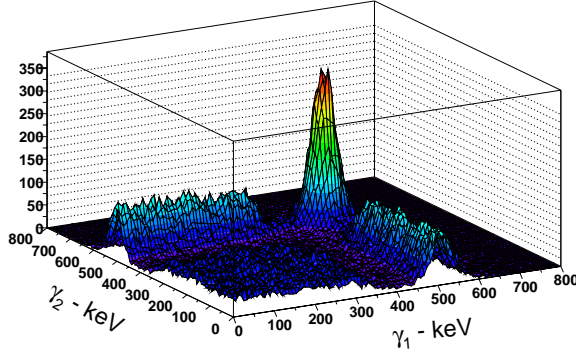


FIG. 7.37: Spectre en énergie des coïncidences détectées entre 2 modules. Aucune coupure en énergie n'est appliquée dans ce cas de figure.

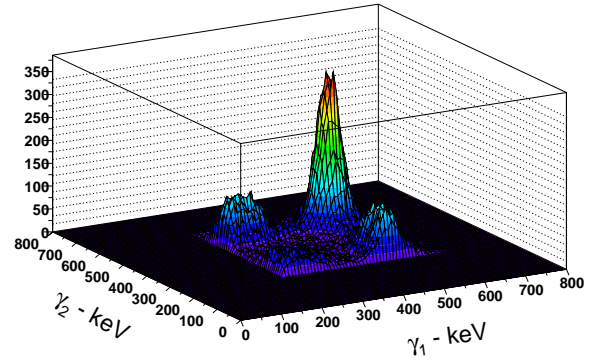


FIG. 7.38: Spectre en énergie des coïncidences détectées entre 2 modules. La coupure basse est de 250 keV, la coupure haute de 650 keV.

fraction de diffusées

Afin d'évaluer la fraction de diffusées (SF) que l'on est en droit d'attendre, le protocole de simulation suivant a été appliqué :

- trois sources ponctuelles de ^{18}F sont utilisées dans le fantôme précédemment décrit ;
- les sources se trouvent dans le plan transaxial central. Leurs positions radiales sont les suivantes : $r = 0$ mm, $r = 10$ mm, et $r = 15$ mm ;
- le champ de vue d'acquisition transaxiale se limite au diamètre du fantôme d'eau cylindrique (4 cm) et l'acquisition est de type 3D sur l'intégralité du champ de vue axial (5 cm).

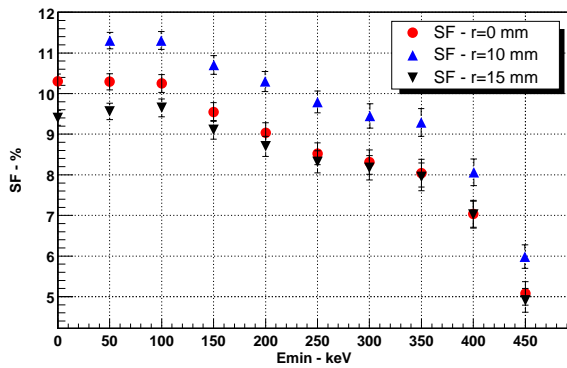


FIG. 7.39: fraction de diffusées en fonction de la coupure basse en énergie pour une source de ^{18}F placée au centre du FOV, à $r = 10$ mm et à $r = 15$ mm.

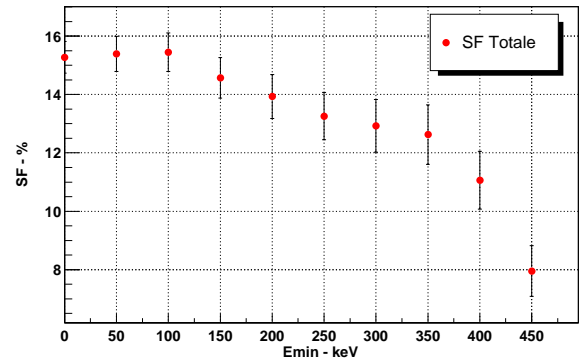


FIG. 7.40: fraction de diffusées totale du μ TEP en fonction de la coupure basse en énergie.

Pour déterminer la fraction de diffusées, on opère de la même façon que ce qui a été présenté pour GePEToS (cf. chapitre 5) : on effectue le rapport entre le nombre de coïncidences dont au moins un des deux photons γ a diffusé dans le fantôme avec le nombre de coïncidences total. La figure 7.39 détermine la fraction de diffusées en fonction des coupures effectuées pour la sélection des γ en coïncidences. La coupure supérieure sera systématiquement de 650 keV. L'acquisition des paires en coïncidence se fera entre $[E_{min} \text{ keV}; 650 \text{ keV}]$. On constate que la fraction de diffusées chute linéairement lorsque la coupure basse passe de 50 keV à 350 keV. La chute est plus radicale au-delà de 350 keV marque le passage du front Compton et permet une meilleur séparation du pic photoélectrique. Cette figure permet également de constater que la fraction de diffusées dépend de la position radiale de la source. Pour évaluer la fraction de diffusées totale (S_{totale}) on a recours à une formule proche de celle utilisée dans le protocole NEMA :

$$SF_{totale} = \frac{1}{40} \cdot (SF_{r=0} + 20 \cdot SF_{r=10} + 30 \cdot SF_{r=15})$$

Sur une fenêtre d'acquisition typique de l'ordre de $[250 \text{ keV}; 650 \text{ keV}]$, la fraction de diffusion totale est estimée à environ 13 % (cf. figure 7.40).

Sensibilité

La sensibilité du μ TEP est définie pour 2 configurations expérimentales bien distinctes :

- source ponctuelle de ^{18}F placée au centre du fantôme d'eau cylindrique ;
- cylindre d'eau dans lequel le ^{18}F est réparti de façon homogène, cette configuration étant, dans l'esprit, proche du protocole NEMA.

Dans tous les cas et comme nous l'avons précédemment souligné, la sensibilité du détecteur sera déterminée par le rapport entre le nombre de coïncidences total ($N_{\text{coïnc}}$) et le nombre d'événements β^+ simulés (N_{β^+}), le tout corrigé de la fraction de diffusées.

La sensibilité au centre et la sensibilité totale (respectivement S_{centre} et S_{totale}) seront ainsi déterminées par les expressions suivantes :

$$S_{\text{centre}} = \frac{N_{\text{coïnc}}}{N_{\beta^+}} (1 - SF_{r=0})$$

$$S_{\text{totale}} = \frac{N_{\text{coïnc}}}{N_{\beta^+}} (1 - SF_{\text{totale}})$$

La figure 7.41 montre la variation de cette sensibilité, centrale et totale, en fonction de la coupure en énergie effectuée sur la sélection des γ . Dans la configuration optimale de la source centrale et ponctuelle, la sensibilité du μ TEP à xénon liquide varie entre 2,9 % et 0,6 %.

Pour une fenêtre d'acquisition comprise entre $[250 \text{ keV}; 650 \text{ keV}]$, la sensibilité au centre est de l'ordre de 1 %. Pour le même type de coupures, la sensibilité absolue, c'est à dire en supposant que la fraction de diffusées est nulle, est de 1,15 %.

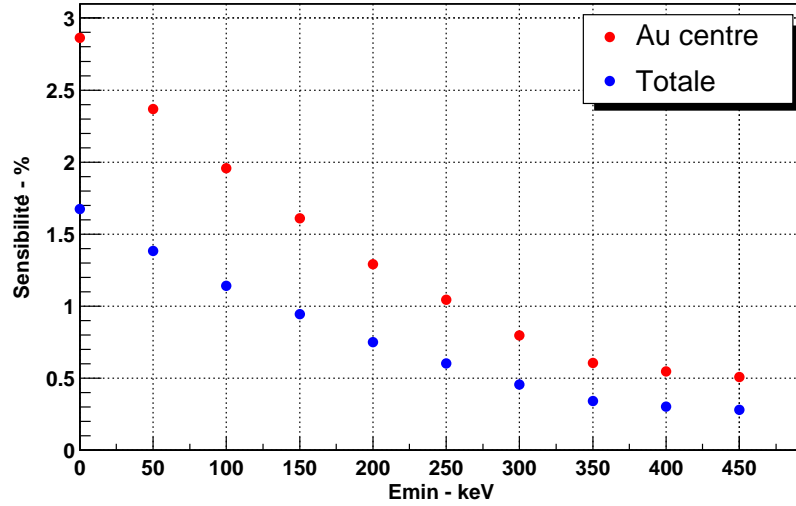


FIG. 7.41: Sensibilité du μ TEP en fonction de la coupure basse en énergie. La sensibilité au centre du FOV correspond à une source ponctuelle de ^{18}F placée au centre du fantôme alors que la sensibilité totale correspond à un fantôme d'eau chargée uniformément de ^{18}F .

Résolution spatiale sur image

Pour déterminer la résolution spatiale du μ TEP à xénon liquide et notamment la résolution sur image reconstruite, une statistique importante en événements est nécessaire. C'est pourquoi, $400 \cdot 10^6 \beta^+$ ont été générés pour chaque isotope : ^{18}F , ^{11}C et ^{15}O . La simulation est effectuée en calcul pseudo-parallèle sur 4 processeurs Pentium 700 MHz. En ce qui concerne le temps de calcul des simulations, le tableau 7.5 résume la situation :

	Simulation GEANT 4	Simulation Scintillation xénon liquide
Evénements traités	$400 \cdot 10^6$	$30 \cdot 10^6$
Temps de calcul total	$\simeq 48$ heures	$\simeq 96$ heures
Temps de calcul/Evénement	$\simeq 0,45$ ms	$\simeq 1,2$ ms

TAB. 7.5: Temps de calcul associé aux différentes étapes de la simulation complète du μ TEP à xénon liquide. Les chiffres présentés sont issus de la simulation sur l'isotope ^{18}F .

On remarquera également dans ce tableau 7.5 qu'une génération de $400 \cdot 10^6 \beta^+$ entraîne le traitement de la scintillation et de la collection de lumière dans les modules de xénon liquide, pour environ $30 \cdot 10^6$ événements γ , soit $15 \cdot 10^6$ paires en coïncidences (la scintillation étant simulée uniquement lorsque chaque γ d'une paire considérée, dépose de l'énergie dans les modules de xénon liquide).

Dans cette étude, il s'agit de caractériser la résolution sur image pour une coupe transaxiale prise au centre du champ de vue du μ TEP. C'est pourquoi, le fantôme utilisé comporte des sources ponctuelles uniquement dans son plan transaxial central (cf. figure 7.42).

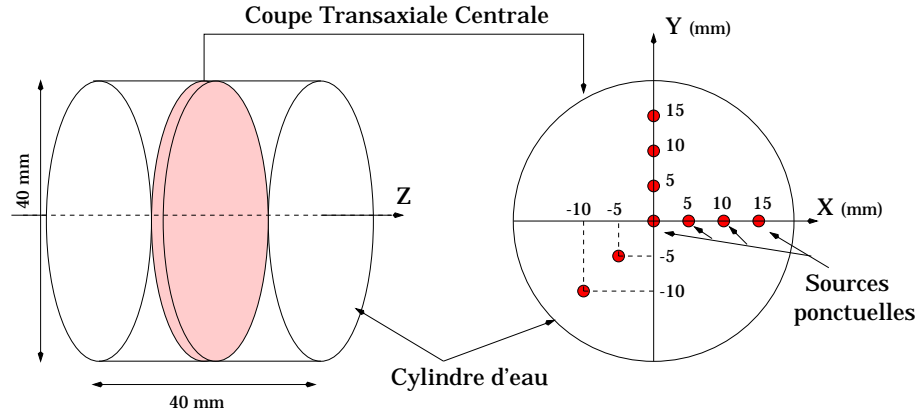


FIG. 7.42: Illustration de la position des sources dans le plan transaxial central du cylindre d'eau faisant office de fantôme.

Lorsque les 2 photons γ d'annihilation déposent de l'énergie dans les modules de xénon liquide, alors l'événement est enregistré et il est étiqueté comme une coïncidence. Les coordonnées d'interaction et l'énergie de chaque γ , sont reconstruites par les méthodes décrites précédemment dans ce chapitre. Pour chaque paire de γ enregistrée, nous possédons les informations suivantes :

- énergie et position reconstruites pour chaque γ ;
- position et énergie du β^+ à l'origine de cette coïncidence ;
- nombre de diffusions effectuées dans le fantôme par chaque γ .

Comme pour les images reconstruites présentées dans le chapitre du simulateur GePEToS, la technique de reconstruction utilisée est basée sur le ré-échantillonnage par l'algorithme SSRB (cf. Chapitre 3.5.2) suivi d'une rétroprojection filtrée 2D. On rappelle que le μ TEP est virtuellement segmenté en 25 couronnes transaxiales dû au fait que la résolution axiale du détecteur est de 2 mm (voir la section précédente). Ainsi, en fonction de la valeur de la coordonnée axiale reconstruite du γ considéré, nous pouvons lui affecter une couronne r_1 de détection. En effectuant le même raisonnement sur le second photon de la paire en coïncidence, on déterminera une couronne r_2 . Le plan de reconstruction de la ligne de réponse associée à cette paire en coïncidence est donné par : $Z_{plan} = (r_1 + r_2)/2$.

Ne seront considérées que les lignes de réponse présentes dans un champ de vue de 40 mm de diamètre, strictement défini par les paramètres géométriques du fantôme utilisé. Une fois que tous les événements sont associés à un plan transaxial de reconstruction, de coordonnée Z_{plan} , alors il convient de caractériser chaque ligne de réponse pour chaque plan afin de construire le sinogramme associé à chaque coupe transaxiale.

La figure 7.43 permet d'évaluer le nombre de coïncidences ou lignes de réponse, associées aux 25 plans de coupe du μ TEP, dans le cas où 9 sources ponctuelles de ^{18}F sont placées comme le spécifie la figure 7.42.

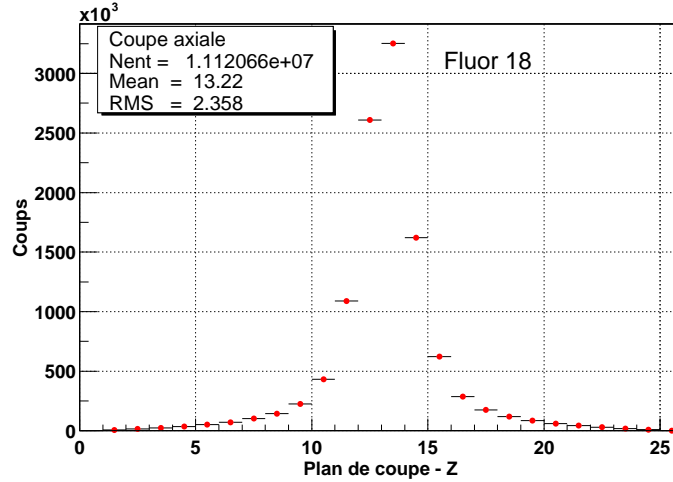


FIG. 7.43: Nombre de coïncidences acquises plan par plan pour les 9 sources ponctuelles de ^{18}F placées dans le plan transaxial central ($Z = 13$).

Pour évaluer la résolution spatiale, l'observable que l'on va retenir sera la distance de moindre approche entre une ligne de réponse définie par 2 photons γ reconstruits, et la position du β^+ générateur de cette paire en coïncidence. Il s'agit en fait d'une évaluation de la distribution de la variable s des sinogrammes (cf. chapitre 3.3).

La résolution sera caractérisée par la largeur à mi-hauteur de la distribution associée à cette variable s .

Cette approche est finalement tout à fait similaire à une rétroprojection filtrée pour laquelle le filtrage aurait une efficacité de 100 %.

La configuration retenue pour cette analyse est la suivante :

- ne sont reconstruites que les lignes de réponse associées à des émetteurs β^+ placés en (0,0), (5 mm, 0), (10 mm, 0) et (15 mm, 0) dans le plan (x,y) ;
- les lignes de réponse sont reconstruites dans le cas où aucune diffusion n'est corrigée (prise en compte des événements diffusés) et dans le cas où toutes les diffusions sont corrigées (on supprime l'ensemble des événements en coïncidences dont un γ au moins a diffusé dans le fantôme). Ceci afin de mesurer l'impact des coïncidences diffusées sur la résolution et la reconstruction de sources ponctuelles ;
- la fenêtre d'acquisition en énergie est comprise entre 250 keV et 650 keV.

Présentons maintenant les résultats obtenus pour les différents isotopes considérés :

• ^{18}F

Comme le montrent les graphes de la figure 7.44, les distributions de la variable s , ne sont pas gaussiennes. Néanmoins, pour évaluer la largeur à mi-hauteur, il est tout de même possible d'effectuer un ajustement gaussien sur une partie seulement de la courbe et le σ de cette gaussienne permettra d'extraire, avec une bonne fiabilité, la largeur à mi-hauteur de la distribution de s .

7.4 Simulation Complète du μ TEP

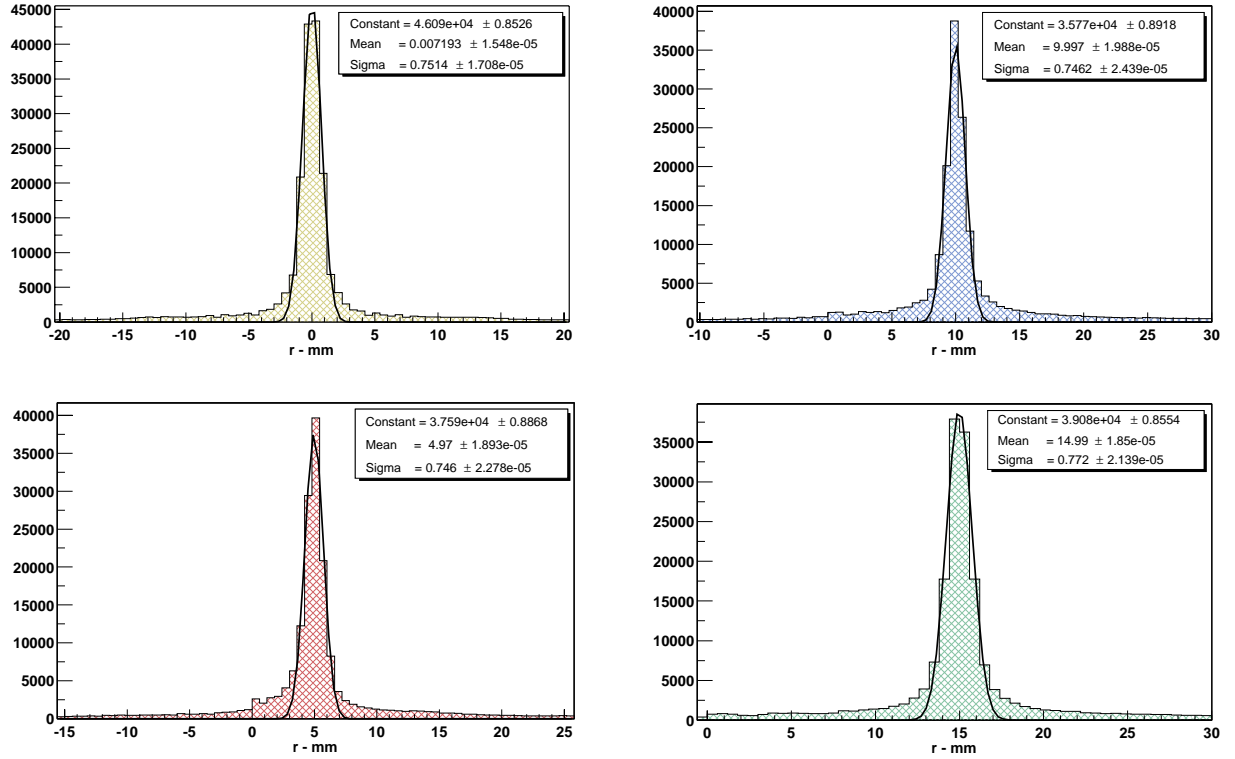


FIG. 7.44: Distribution de la variable s pour les 4 positions de β^+ , sur un spectre de ^{18}F . L'ajustement gaussien permet d'extraire la largeur à mi-hauteur et donc la résolution du μ TEP pour le ^{18}F .

Les ajustements de ces distributions ont été effectués avec diffusés et sans diffusés. Le tableau 7.6 synthétise les résultats obtenus pour le ^{18}F .

	^{18}F	
	Avec Diffusions	Sans Diffusion
r=0 mm	1,68 mm	1,69 mm
r=5 mm	1,75 mm	1,71 mm
r=10 mm	1,75 mm	1,72 mm
r=15 mm	1,81 mm	1,78 mm

TAB. 7.6: Résolution spatiale avec et sans diffusés, pour le ^{18}F .

En premier lieu on constatera l'efficacité de la mesure de profondeur d'interaction que fournit ce μ TEP puisque la résolution spatiale est relativement indépendante de la position radiale dans le champ de vue de la source. Une résolution de l'ordre de 1,7 mm au centre représente une performance tout à fait compétitive par rapport aux meilleurs systèmes actuels (cf. chapitre 2.4.2 - tab. 2.7).

On constate sur la figure 7.45 la très bonne séparation des sources reconstruites par l'intermédiaire de la distribution de la variable s .

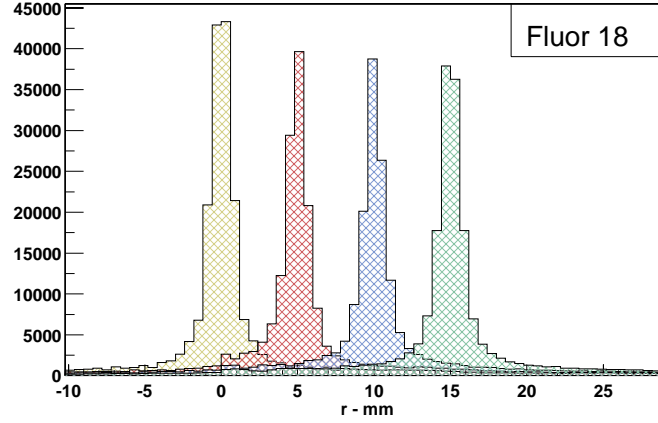


FIG. 7.45: Séparation des distributions en s reconstruites pour le ^{18}F .

Enfin, on notera que l'influence des diffusés sur la reconstruction de sources ponctuelles de ^{18}F est pour ainsi dire nulle. Nous discuterons ce point plus précisément à la fin de ce chapitre.

- ^{11}C et ^{15}O

Pour ce qui est des isotopes de ^{11}C et ^{15}O , nous appliquons la même méthode pour extraire les résolutions spatiales intrinsèques en fonction de la position de la source dans le champ de vue. Le tableau 7.7 rassemble ces performances pour les 2 isotopes suivant que les diffusés sont incluses ou non dans l'analyse.

	^{11}C		^{15}O	
	Avec Diffusions	Sans Diffusion	Avec Diffusions	Sans Diffusion
r=0 mm	2,07 mm	2,08 mm	3,0 mm	3,0 mm
r=5 mm	2,3 mm	2,23 mm	3,54 mm	3,4 mm
r=10 mm	2,31 mm	2,25 mm	3,6 mm	3,5 mm
r=15 mm	2,33 mm	2,27 mm	3,33 mm	3,3 mm

TAB. 7.7: Résolution spatiale avec et sans diffusés, pour le ^{11}C et le ^{15}O .

Là encore les mêmes remarques s'appliquent, à savoir que l'on retrouve une certaine stabilité de la résolution en fonction de la position de la source.

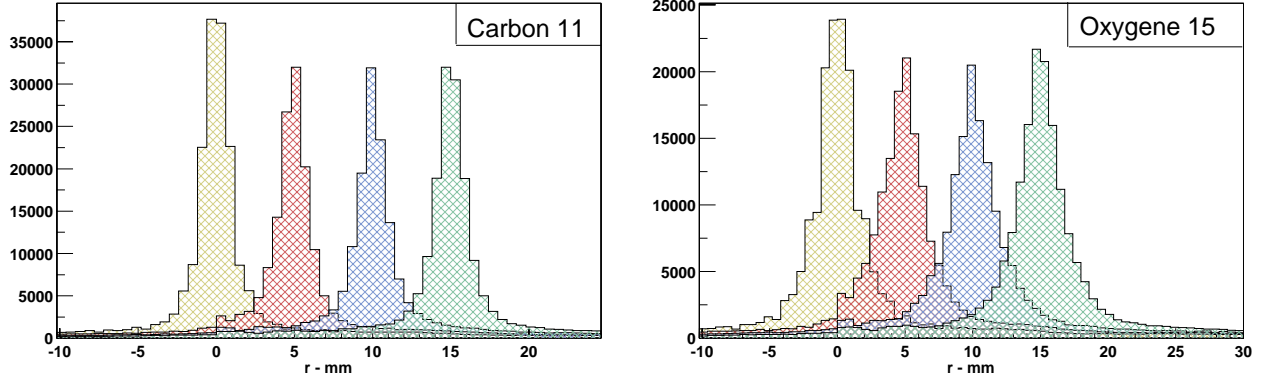


FIG. 7.46: Séparation des distributions en s reconstruites pour le ^{11}C et l' ^{15}O .

Les résolutions au centre sont pour le ^{11}C et le ^{15}O respectivement de l'ordre de 2 mm et 3 mm.

La figure 7.46 permet de constater l'élargissement significatif des distributions en s en fonction de l'augmentation en énergie des spectres β^+ de l'isotope utilisé.

- Reconstruction de l'image

La figure 7.47 présente les images reconstruites du plan transaxial central du fantôme pour le ^{18}F , le ^{11}C et le ^{15}O . Il s'agit de la coupe $Z_{\text{plan}} = 13$ qui est reconstruite ici. L'échantillonnage sur la variable s pour la construction du sinogramme se fait sur 320 pixels et le nombre de projections est de 400. La rétroprojection et le filtrage se font rigoureusement de la même manière que ce qui a été décrit dans le chapitre 5 lors des reconstructions effectuées sur les données simulées de GePEToS. La technique d'analyse pour extraire la résolution sur l'image est également identique : on applique un ajustement gaussien 2D (en x et en y) sur la source reconstruite. La largeur à mi-hauteur de l'ajustement gaussien sur x permet d'estimer la résolution transaxiale radiale. La résolution transaxiale tangentielle est quant à elle déterminée par la largeur à mi-hauteur de l'ajustement suivant la direction y .

	^{18}F		^{11}C		^{15}O	
	Radiale (mm)	Tangentielle (mm)	Radiale (mm)	Tangentielle (mm)	Radiale (mm)	Tangentielle (mm)
r=0 mm	1,56	1,6	2,05	2,02	3,1	3,2
r=5 mm	1,87	1,7	2,58	2,1	4,0	3,1
r=10 mm	1,79	1,8	2,31	2,3	3,7	3,52
r=15 mm	1,6	1,8	2,25	2,5	3,3	3,7

TAB. 7.8: Résolution transaxiale pour des sources ponctuelles placées à différentes positions radiales dans le fantôme.

Pour une résolution axiale de 2 mm, la résolution volumétrique au centre est de l'ordre de 5 μl pour le ^{18}F , 8,2 μl pour le ^{11}C et 19,8 μl pour le ^{15}O .

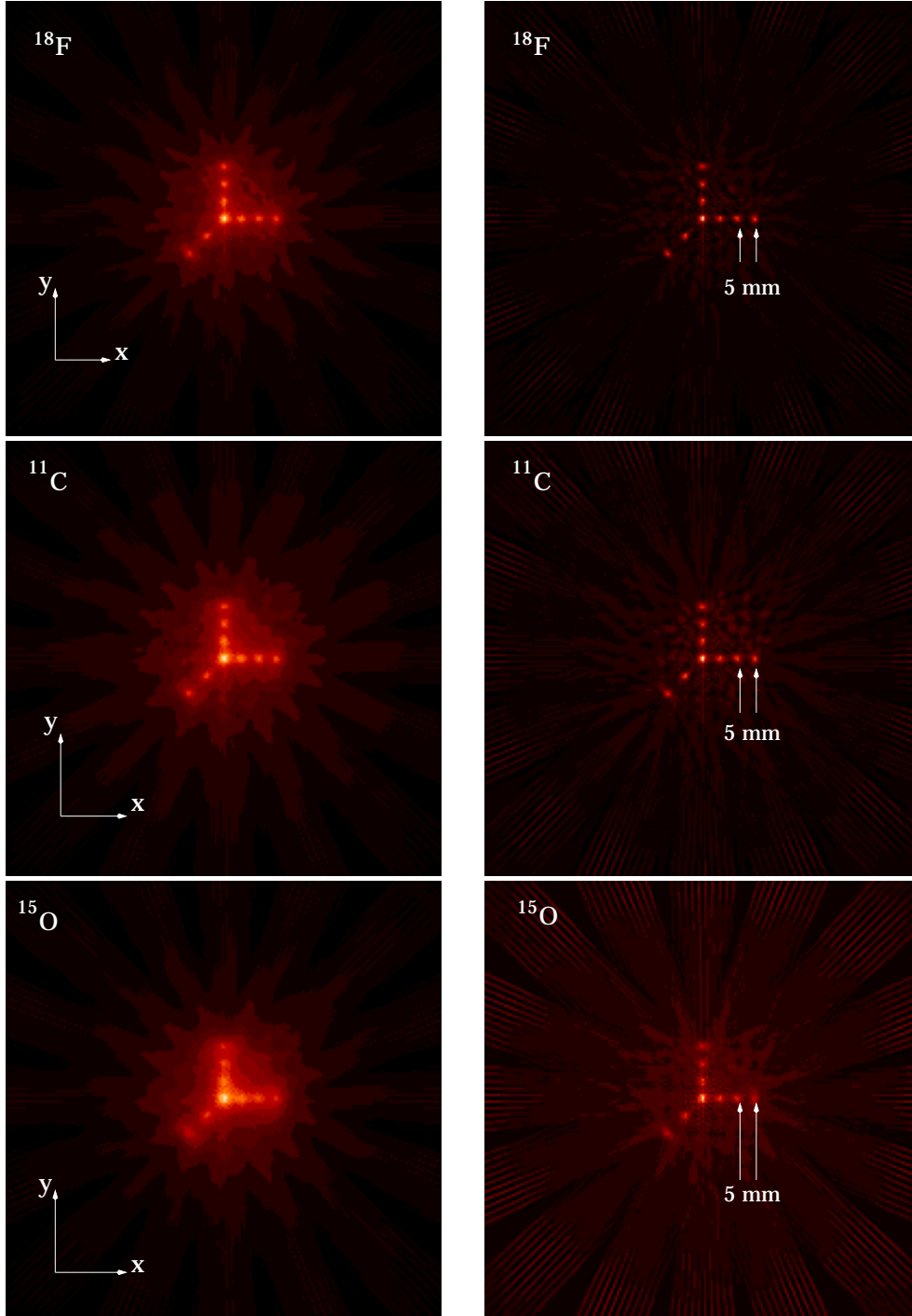


FIG. 7.47: Images reconstruites pour les différents isotopes simulés (^{18}F , ^{11}C et ^{15}O), sans filtrage (colonne de gauche) et avec filtrage (colonne de droite).

Influence de la diffusion et des coupures sur la résolution

Nous avons pu constater lors de l'analyse précédente que la prise en compte ou non des coïncidences fortuites n'avait pas d'influence directe sur la résolution spatiale.

Une telle conclusion n'est valable que dans le cas où il s'agit de reconstruire des distributions de traceur extrêmement simples comme dans le cas de sources ponctuelles.

Pour étudier cette question, reportons-nous à la figure 7.48 qui nous permet d'observer, pour les 3 isotopes, la distribution de la variable s pour 3 configurations d'analyse :

- aucune coupure en énergie sur la sélection des γ en coïncidence et aucune prise en compte des coïncidences diffusées dans l'acquisition ;
- aucune coupure en énergie sur la sélection des γ en coïncidence et prise en compte des coïncidences diffusées dans l'acquisition ;
- acquisition des coïncidences non-diffusées dans une fenêtre en énergie de $[250\text{keV}; 650\text{keV}]$.

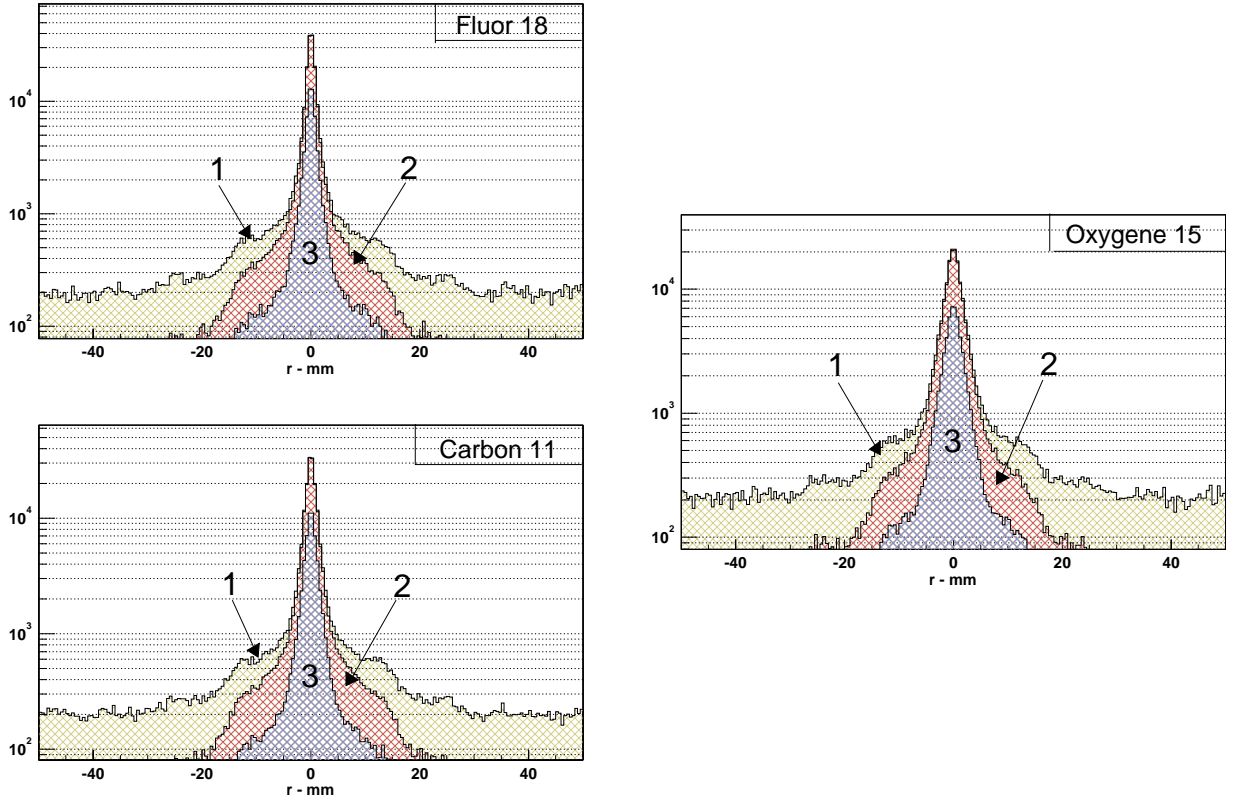


FIG. 7.48: Comparaisons de la distribution de la variable s pour les 3 isotopes. 1/ Distribution de s sans coupure en énergie et sans correction de diffusés. 2/ Distribution de s sans coupure en énergie et avec correction des diffusés. 3/ Distribution de s avec coupure en énergie $[250\text{keV}; 650\text{keV}]$ et correction des diffusés.

Quelle que soit la distribution considérée, l'ajustement gaussien sur la partie gaussienne de la courbe donnera la même largeur à mi-hauteur et donc, les résolutions seront considérées comme identiques. Ce qu'il faut considérer dans ce cas de figure, ce sont les queues de distribution. Ce sont elles, qui dans le cas d'une distribution complexe du traceur, engendreront un flou

sur l'image reconstruite et ainsi une perte en résolution spatiale. La figure 7.48 permet d'apprécier l'efficacité des coupures en énergie et de la suppression des diffusés sur la restriction des queues de distribution de la variable s .

Ceci montre bien l'importance de faire l'acquisition de données dans une certaine fenêtre en énergie et d'effectuer ensuite une correction de diffusés par un algorithme adapté (cf. 2.2.2). Il convient néanmoins de souligner qu'une telle opération entraîne une perte statistique d'un facteur 10.

7.5 Conclusion

Ce travail de simulation nous a permis de définir la géométrie d'un tomographe à émission de positons utilisant du xénon liquide comme milieu de détection et dédié à l'imagerie du petit animal. La spécificité de cette simulation, par rapport aux possibilités offertes par le simulateur GePEToS, réside dans la simulation de la scintillation du xénon liquide et de la collection de lumière associée : propagation des UV de scintillation et détection de ces derniers par les PM. Une des spécificités de ce μ TEP est de permettre la mesure du DOI par l'intermédiaire d'un double système de collection de lumière sur chaque module couplé à une méthode de reconstruction de la position et de l'énergie des événements détectés.

Les performances principales résumées dans le tableau 7.9, pour une utilisation en ^{18}F , démontrent un potentiel certain pour un tel détecteur.

Résolution en énergie à 511 keV	14,3 %
Sensibilité au centre - [250 keV - 650 keV]	1 %
fraction de diffusées totale - [250 keV - 650 keV]	13 %
Résolution axiale intrinsèque	2,16 mm
Résolution radiale (centre - 15 mm)	1,56 mm - 1,6 mm
Résolution tangentielle (centre - 15 mm)	1,6 mm - 1,8 mm

TAB. 7.9: Performances du μ TEP à xénon liquide (isotope ^{18}F).

Au vu de ces résultats, il est donc souhaitable d'envisager la réalisation d'un des 16 modules de ce μ TEP complet afin d'évaluer la faisabilité instrumentale d'un tel système.

Chapitre 8

Conception instrumentale d'un prototype de μ TEP à xénon liquide

8.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, ce μ TEP serait composé de 16 modules de détection. Ce chapitre exposera le travail mis en œuvre durant cette thèse pour concevoir et construire un premier module prototype. Tout d'abord, nous décrirons la mise en place du système de liquéfaction du xénon. Le système de collection de lumière retenu pour les tests de ce premier module repose sur des photomultiplicateurs à localisation, nous discuterons les motivations d'un tel choix avant d'exposer les performances testées du système. La réalisation mécanique du module lui-même et notamment de la matrice de guides de lumière, seront présentées en fin de chapitre.

8.2 Système cryogénique

Le système cryogénique développé, peut se séparer en deux parties distinctes : d'une part il s'agit de liquéfier le xénon gazeux, puis, dans un deuxième temps, d'effectuer le transfert du xénon liquide dans le module prototype. Nous appellerons station de liquéfaction, la partie du système se chargeant de liquéfier le xénon gazeux. Le cryostat de test est, quant à lui, une enceinte refroidie à la température du xénon liquide, dans laquelle sera installé le module prototype du μ TEP sur lequel les expériences seront effectuées. La photo 8.1 illustre cet ensemble expérimental composé d'une bouteille de xénon gazeux, d'un système de liquéfaction, d'une enceinte cryogénique abritant le module prototype et enfin, d'une partie dédiée à l'électronique de mise en forme et d'acquisition qui sera décrite plus loin dans ce mémoire. Attachons nous pour le moment, à la cryogénie de l'expérience.

8.2.1 Station de liquéfaction

La figure 8.2 représente l'ensemble station de liquéfaction/cryostat. Le principe de liquéfaction du xénon consiste à faire circuler du xénon gazeux au contact d'un échangeur d'azote

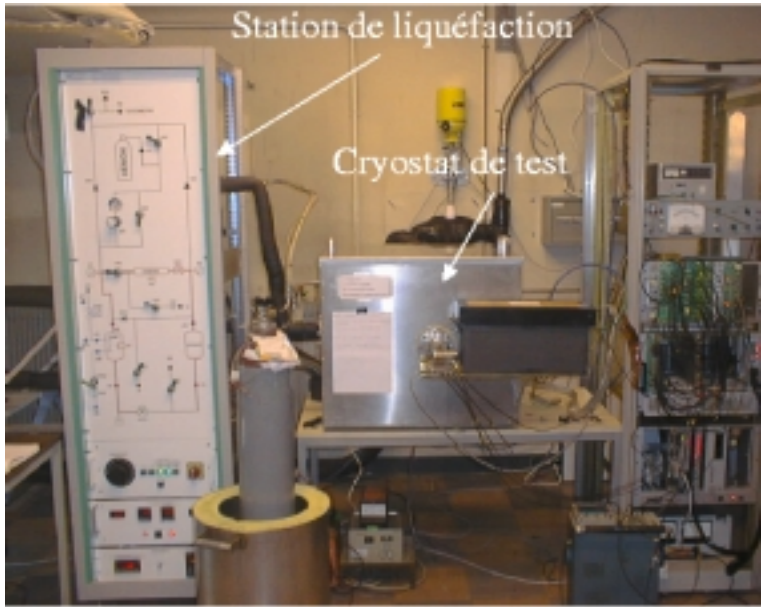


FIG. 8.1: *Vue globale de l'expérience : système de liquéfaction, cryostat de test et électronique d'acquisition.*

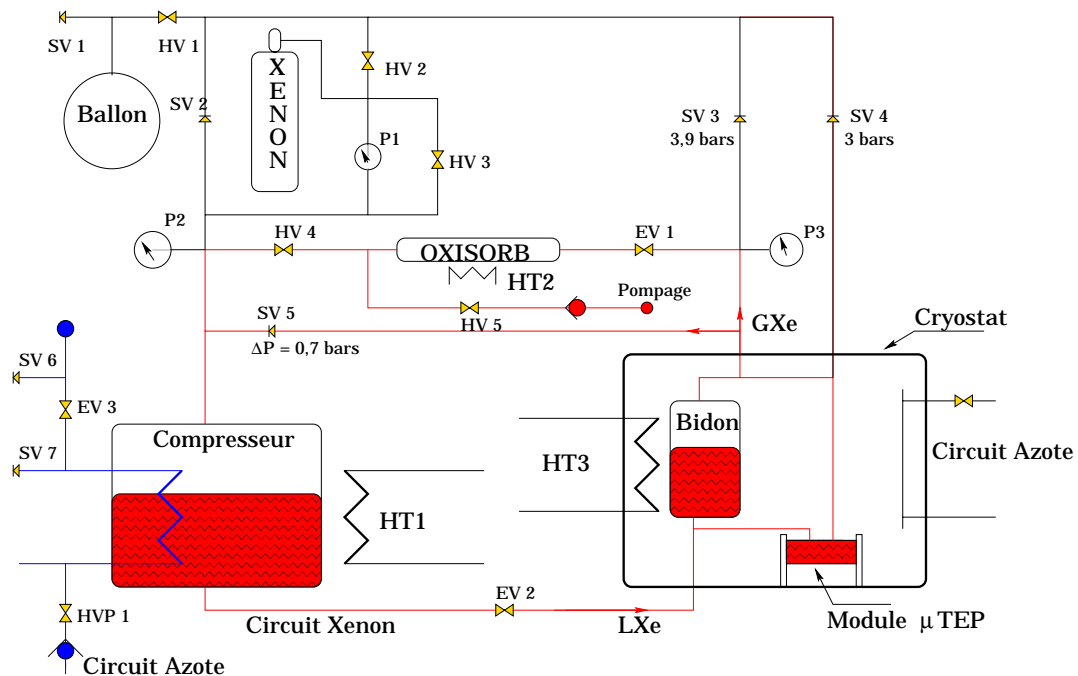


FIG. 8.2: Schéma général du système de liquéfaction du xénon.

liquide. Pour cela, nous utilisons l'enceinte appelée compresseur (voir figure 8.2). C'est la partie principale de la station de liquéfaction. Le débit d'azote dans le compresseur est assuré par l'électrovanne EV 3, le contrôle de ce débit et donc de la température du compresseur, se fait manuellement à l'aide de la vanne HPV 1. La deuxième fonction du compresseur est le transfert du xénon liquide vers le cryostat de test. Ceci se fait en augmentant la température à l'intérieur du compresseur. De ce fait, la pression augmente et le xénon liquide est naturellement poussé vers le cryostat. L'autre fonctionnalité de la station concerne la gestion des surpressions pouvant apparaître dans le système et la récupération du xénon. En effet, en cas de surpression dans le cryostat (bidon ou module), les soupapes SV 3 et SV 4 s'ouvrent et le xénon sera récupéré dans un ballon de sécurité. Enfin, cette station comporte un système de purification du xénon par l'intermédiaire d'un filtre à oxygène (oxysorb), effectuant un piégeage par sorption.

8.2.2 Cryostat du module prototype

Le module du prototype est placé à l'intérieur d'un cryostat de 80 litres, dont nous pouvons observer l'intérieur sur la photo 8.3. Ce cryostat, constitué de deux parois d'inox séparées par de la mousse isolante, renferme un bidon de stockage de xénon liquide, un échangeur d'azote et le module de détection monté en parallèle sur le bidon et isolé de celui-ci par l'intermédiaire de deux électrovannes, EVM 1 et EVM 2 (figure 8.4). Le cryostat est refroidi au niveau de l'échangeur. La consigne de température est enregistrée dans un automate de régulation (PID pour Proportionnel-Intégral-Différentiel), qui va se charger de contrôler le flux d'azote liquide afin d'amener le cryostat à la température souhaitée.

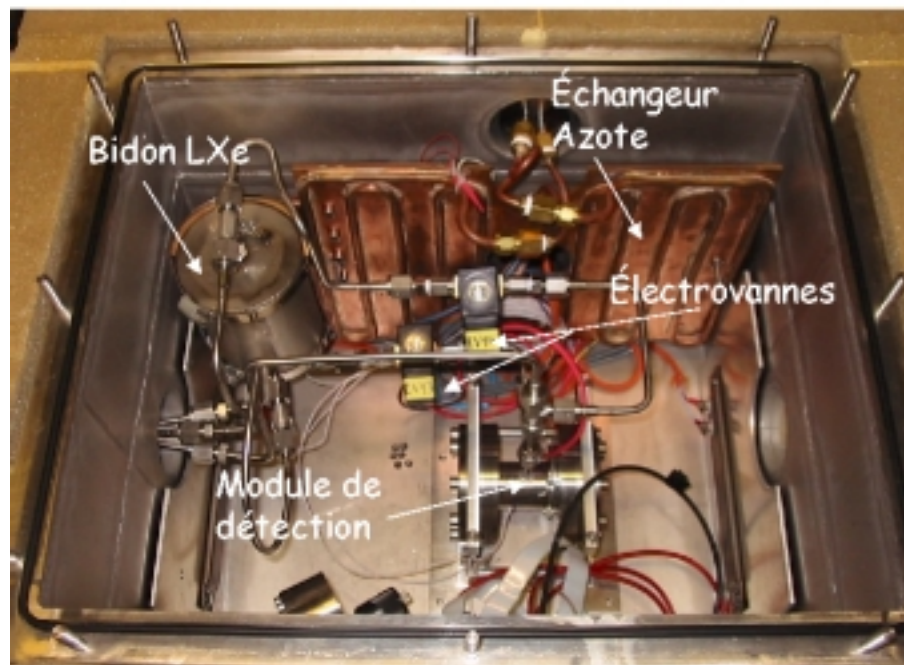


FIG. 8.3: Vue du cryostat de test.

Comme nous l'avons vu, le xénon circule du compresseur vers le bidon de stockage du

cryostat. Durant le transfert, on vaporise une certaine quantité de xénon, qu'il faut reliquéfier. Pour cela, une rallonge cuivre (bloc Cu sur la figure 8.4) est installée entre l'échangeur d'azote liquide et le bidon de stockage. Cette rallonge permet d'amener la puissance frigorifique nécessaire pour stabiliser, dans sa phase liquide, le xénon transféré dans le bidon.

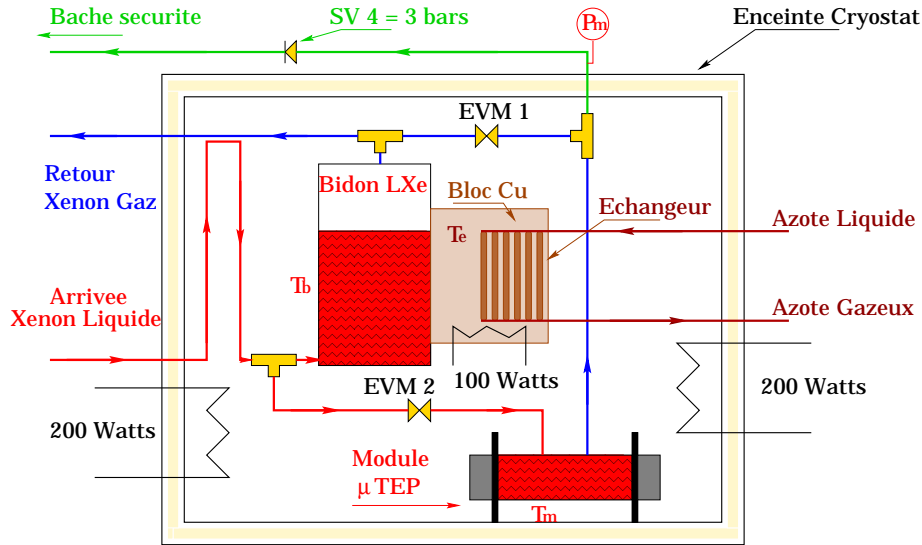


FIG. 8.4: Schéma du cryostat utilisé pour les tests du module prototype du μ TEP. T_b : contrôle de la température sur le bidon (PID); T_e : contrôle de la température sur la rallonge de cuivre entre l'échangeur d'azote et le bidon; T_m est le contrôle de température sur le module et P_m le contrôle de pression qui lui se fait à l'extérieur du cryostat. Les trois résistances chauffantes (2 fois 200 Watts et 100 Watts) sont utilisées pour la procédure de réchauffage du cryostat.

8.2.3 Protocole de liquéfaction

Actuellement, le protocole de liquéfaction du xénon et d'injection dans la cellule est totalement manuel. Dans un premier temps, on fait le vide dans le circuit à l'aide d'une pompe primaire à palettes puis d'une pompe turbomoléculaire, afin d'effectuer un contrôle d'étanchéité par l'intermédiaire d'un détecteur de fuites à hélium. Un rinçage à l'argon sera ensuite nécessaire afin de chasser toute trace d'hélium dans le circuit. Une fois cette opération terminée, le vide est de nouveau fait et porté à 10^{-3} mbar au niveau de la jonction de pompage. A ce stade, la mise en froid du cryostat peut démarrer. Pour cela, il suffit de donner une consigne de température au PID, d'ouvrir la vanne d'azote alimentant l'échangeur du cryostat et la descente en température s'effectue progressivement. La température de consigne donnée au PID sera généralement de -120 °C. L'acquisition des données, pression et température, se fait par l'intermédiaire d'un programme développé sous LabView. Environ 10 heures plus tard, l'enceinte cryostat est considérée comme stable à la température de consigne, la procédure de liquéfaction du xénon peut démarrer.

Le contrôle sur la liquéfaction du xénon se fera par des observables de pression et température suivant la courbe de pression de vapeur saturante du xénon (figure 8.5).

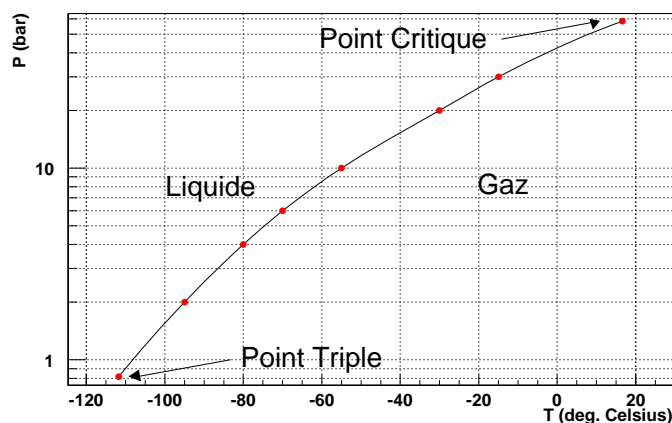


FIG. 8.5: Courbe de pression de vapeur saturante du xénon.

Le tableau 8.1 indique les valeurs de référence qu'il convient de connaître pour une liquéfaction de xénon. Si l'on souhaite travailler à une pression absolue de 1 bar, il faudra effectuer un contrôle sur la température et vérifier que l'on se trouve au maximum à la température d'ébullition de 165 K. Travailler à 1 bar, nécessite un contrôle sur la température assez précis afin de ne pas solidifier le xénon. En effet, le point triple est atteint pour une pression de 0,8 bar et une température de 161 K. La figure 8.6 montre que la stabilité en température sur le module μ TEP, ainsi que dans l'enceinte du cryostat, est contrôlée et stable environ 10 heures après le démarrage de la mise en froid du cryostat. Sur cette courbe, nous constatons également qu'une consigne de -125°C sur le PID produit une température de -110°C sur le module de détection.

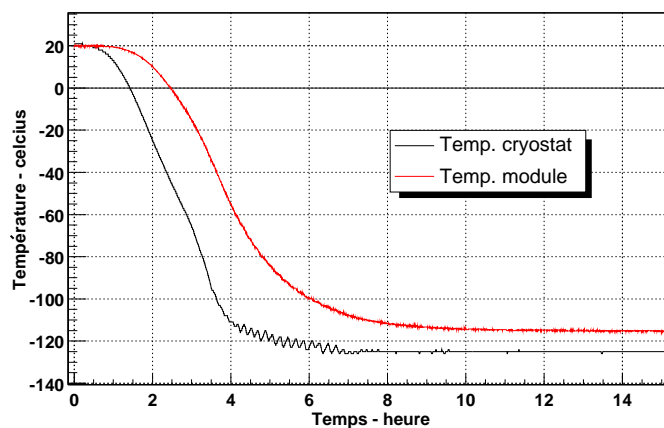


FIG. 8.6: Contrôle de la descente en température du cryostat et du module de détection.

Point Triple		Point Critique		Point d'ébullition	
T. (K)	Pression (bar)	T. (K)	Pression (bar)	T. (K)	Pression (bar)
161,35	0.816	289,733	58,4	165,05	1

TAB. 8.1: *Propriétés cryogéniques du xénon.*

La procédure permettant d'entreprendre une expérience utilisant le xénon liquide, se résume aux trois étapes suivantes :

- **Liquéfaction dans le compresseur**

L'arrivée de xénon gazeux se fait simplement par ouverture de vannes. On contrôle la quantité de liquide produit par une balance sur laquelle est installé le compresseur. Une sonde de température est installée au fond du compresseur afin de s'assurer que le xénon se trouve bien dans une phase liquide. Durant cette opération, il est important de contrôler le flux d'azote. En effet un apport trop important en azote dans l'échangeur engendre une solidification instantanée du xénon gazeux, le transfert vers le détecteur est rendu impossible dans ces conditions.

- **Transfert de xénon liquide dans le cryostat de test**

Lors de la liquéfaction dans le compresseur, l'électrovanne EV2 et la vanne manuelle HV4 sont fermées de manière à bloquer le liquide dans le compresseur. Au moment où l'on souhaite faire passer le xénon liquide vers le bidon de réserve du cryostat, il faut activer la résistance chauffante HT1 de manière à faire monter la pression dans le compresseur puis, ouvrir EV2. La ligne de transfert est pré-refroidie afin de minimiser la vaporisation du xénon liquide. Lors du transfert, on effectue un contrôle de la température sur le bidon afin d'optimiser la consigne du PID. L'information sur la quantité de xénon liquide transférée se fera par simple lecture sur la balance du compresseur. Une fois le transfert du compresseur au bidon terminé, il suffit d'ouvrir l'électrovanne EVM2 isolant le bidon du détecteur. Cette fois, on contrôle la pression et la température du module. Pour des raisons de sécurité, il n'est pas recommandé d'avoir une pression supérieure à 2 bars dans le module, le risque de rupture mécanique deviendrait trop important. La stabilisation se fera avec une pression d'environ 1,5 bars dans le module, pour une température de 169,15 K (-104 °C). Le cryostat est ensuite isolé de la station, l'inertie thermique procurée par l'ensemble du cryostat engendre une parfaite stabilité de la température et de la pression du xénon liquide présent dans le module de détection.

A ce stade, le module est considéré comme opérationnel pour la détection de γ .

- **Retour du xénon par cryopompage**

Après chaque expérience, on récupère le xénon dans sa bouteille d'origine par cryopompage. La consigne du PID est réhaussée et les résistances de réchauffage du cryostat sont alimentées. Le xénon se trouvant dans le bidon et le module se vaporise. Le gaz sera ensuite orienté vers la catouche oxisorb si l'on souhaite purifier le xénon avant stockage dans la bouteille, mais cette procédure est assez longue. Si l'on souhaite effectuer un retour rapide du xénon, on préférera passer par le compresseur.

8.3 Système de collection de lumière

8.3.1 Problématiques

Les spécifications à atteindre pour notre système de collection des UV de scintillation du xénon liquide sont les suivantes :

- il doit pouvoir détecter des photons de scintillation dont la longueur d'onde moyenne est de 178 nm ;
- il doit fonctionner à la température du xénon liquide (165°K) ;
- le système doit pouvoir localiser spatialement les événements ;
- la taille du système doit être faible afin de faciliter l'intégration dans le détecteur final.

Un tel système de collection de lumière, qu'il s'agisse de PM ou de photodiodes à avalanche (APD pour Avalanche Photo Diode), ne figure pas dans les catalogues des grands constructeurs. Nous avons travaillé avec Hamamatsu pour essayer de développer une technique permettant de répondre aux quatre critères ci-dessus. De par le fait que la résolution souhaitée devait être inférieure à 1 mm, le choix s'est orienté vers un système de PM à anodes croisées qu'il fallait adapter pour la détection à froid des UV de basse longueur d'onde. Il convient de replacer ce choix dans son contexte temporel : cette décision fut prise en octobre 1999, date à laquelle seuls les PM à localisation permettaient d'obtenir des résolutions sub-millimétriques.

8.3.2 Photomultiplicateur à anodes croisées

Le principe de localisation de ces PM à anodes croisées consiste à mesurer le barycentre des charges lues par les anodes. Pour comprendre et illustrer ce mécanisme, reportons nous aux figures 8.7 et 8.8.

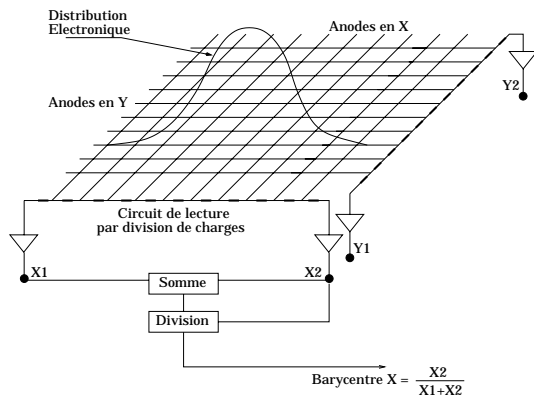


FIG. 8.7: Calcul du barycentre de la gerbe électronique vue par les plans d'anodes croisées.

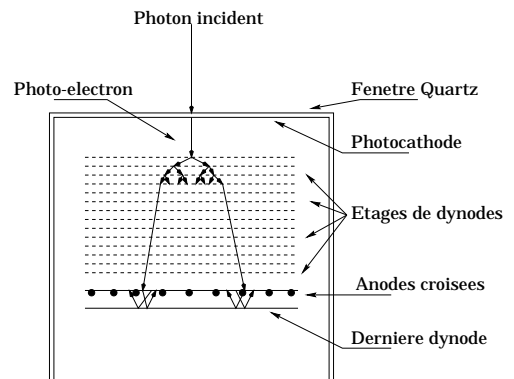


FIG. 8.8: Cascade électronique sur les étages de dynodes.

Supposons qu'un photon UV arrive sur la photocathode et se convertisse en un photoélectron. Ce dernier va donner naissance, après passage dans les différents étages de dynodes, à une gerbe électronique qui sera collectée par les anodes organisées suivant deux plans superposés :

- un plan constitué de bandes métalliques orientées suivant une direction (X) ;
- le deuxième plan, identique au premier, sera orienté dans la direction perpendiculaire au premier (Y).

Le calcul du barycentre des charges lues par les anodes en X et en Y, permettra de déterminer le point d'impact du photon UV sur la photocathode. Dans le montage que nous avons effectué pour nos différentes mesures, nous avons envisagé le calcul du barycentre des charges de 2 façons différentes :

• Reconstruction en ligne du barycentre : mesure électronique

La figure 8.9 illustre le montage effectué pour déterminer le barycentre de l'interaction. Chaque anode (en X ou Y) est connectée sur un pont résistif faisant office de diviseur de charges. La valeur de chaque résistance du pont est de 100 Ω . Le signal va se séparer en deux sorties (X_1 et X_2), chaque sortie passera dans un amplificateur de charge avant d'être numérisée par un codeur de charge (QDC). L'accès au barycentre de l'interaction sur la photocathode se calculera simplement en déterminant le rapport d'une des sorties, (X_1 ou X_2), avec le signal total $X_1 + X_2$. La procédure est bien entendue totalement identique pour le calcul du barycentre en Y.

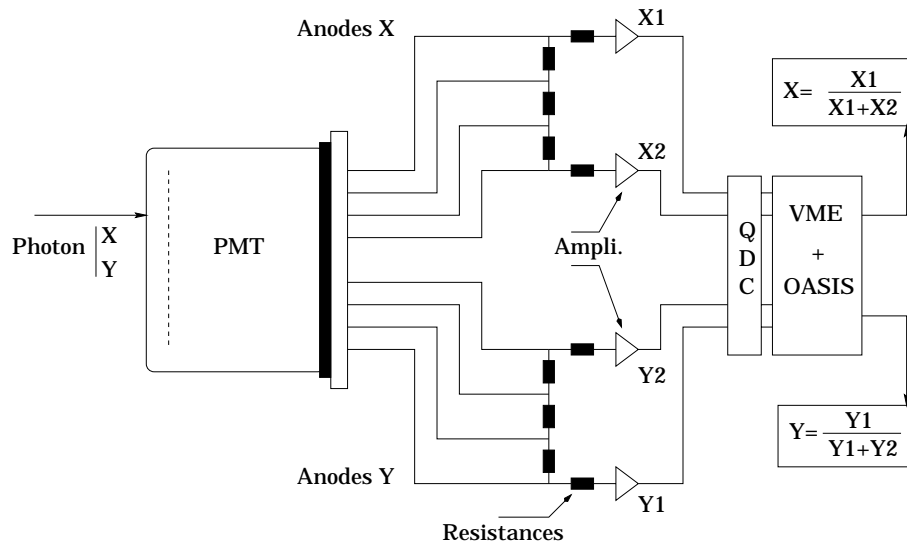


FIG. 8.9: Montage d'un pont résistif sur les anodes du PM permettant de déterminer directement les coordonnées, par calcul barycentrique, du point d'impact du photon sur la photocathode.

• Reconstruction hors ligne du barycentre : calcul analytique

Le montage précédant ne fournissant pas l'information anode par anode, nous avons opté pour un schéma électronique permettant de recueillir et d'enregistrer le signal de chaque anode, événement par événement (figure 8.10). Le calcul du barycentre se fera hors-ligne par l'intermédiaire d'un algorithme informatique spécifique. Avoir l'intégralité de l'information, anode par anode, peut permettre, à terme, de discriminer des événements ayant subi un certain nombre de diffusions Compton dans le xénon liquide, de ceux qui n'ont subi qu'une interaction pho-

toélectrique. En effet, un événement ayant diffusé, se caractérisera par un signal plus étalé sur l'ensemble des anodes, alors qu'un événement purement photoélectrique privilégiera son dépôt de charges sur une anode. Enfin, l'autre avantage concerne la rapidité, dans le système précédent, les résistances engendrent une intégration des signaux provoquant ainsi un phénomène d'empilement. Le prix à payer d'un tel système se trouve dans le nombre de canaux à lire, dans notre cas, pour un PM, il faut amplifier 12 sorties d'anodes et une sortie dynode et prévoir autant d'entrées dans le convertisseur de charge.

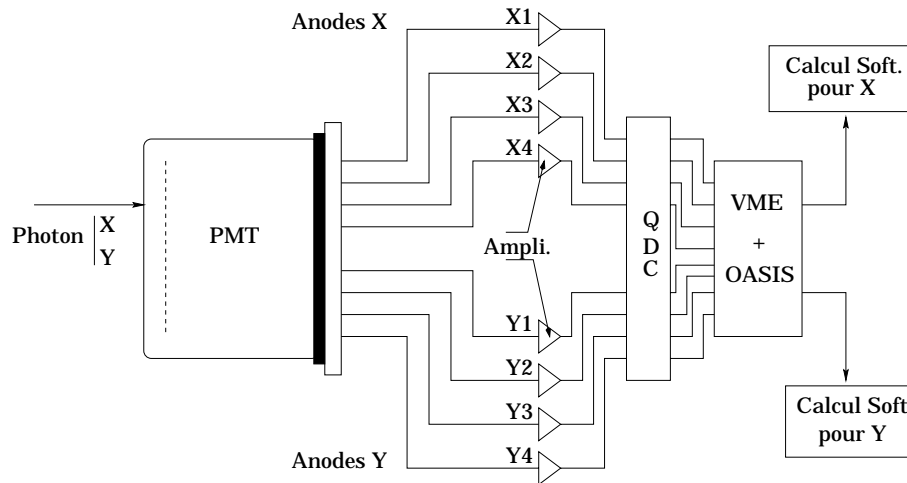


FIG. 8.10: Lecture directe de toutes les anodes et calcul du barycentre du point d'impact par l'utilisation d'un programme informatique dédié.

L'acquisition est pilotée par un châssis VME, le contrôle/commande s'effectuant à l'aide du logiciel OASIS développé à l'IPN d'Orsay.

8.3.3 Caractérisation du PM Hamamatsu R5900-00-C12

Le PM à localisation proposé par Hamamatsu pour répondre aux spécifications précédemment évoquées, est le R5900-00-C12. Sa fenêtre d'entrée est en silice fondue afin d'atteindre une bonne transmission des UV de 180 nm. La photocathode est en RbCs. C'est un des points les plus délicats de ce PM. En effet, à basse température, une photocathode classique devient très résistive et se charge rapidement, bloquant ainsi la libération des photoélectrons. Il faut utiliser une photocathode bi-alkaline pour détecter des UV de 180 nm et d'une certaine épaisseur pour diminuer la résistivité à froid. Néanmoins, plus la photocathode est épaisse, plus l'efficacité quantique va chuter. La difficulté réside dans la définition du juste compromis entre efficacité quantique et détection aux basses températures [Ichige ; 1993]. Les mesures d'efficacité quantique ont été effectuées par Hamamatsu. La courbe 8.11 nous montre qu'à 200 nm, elle n'excède pas 8 %. Aucune mesure n'a été effectuée à 178 nm. Il est à noter qu'en dessous de 200 nm, l'efficacité quantique chute fortement et rapidement. Les performances du PM, en terme d'efficacité à 180 nm, seront sans doute inférieures à 8 %. Les données constructeur sur la surface active de la photocathode sont de $20 \times 20 \text{ mm}^2$, la compacité géométrique de ce PM ainsi que la géométrie des plans d'anodes, sont illustrées sur la photo 8.12 et la figure 8.13. Les

8.3 Système de collection de lumière

étages de dynodes sont au nombre de 11. Il possède 12 anodes, 6 dans une direction donnée et 6 autres dans la direction perpendiculaire.

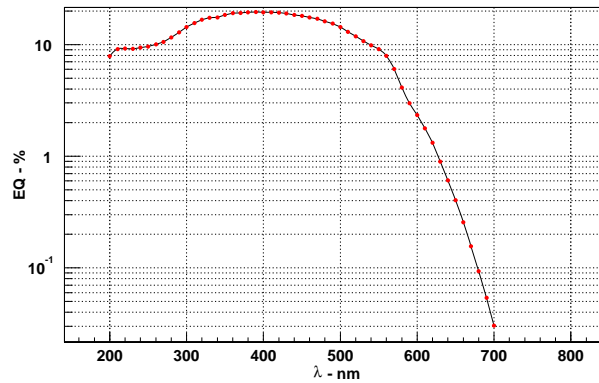


FIG. 8.11: Efficacité quantique du PM Hamamatsu R5900-00-C12 entre 200 nm et 700 nm.

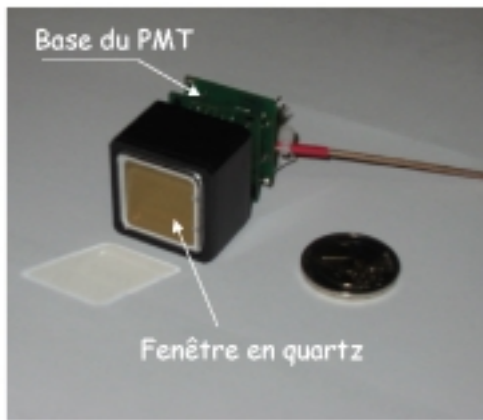


FIG. 8.12: PM Hamamatsu R5900-00-C12 monté sur une base 13 voies de lecture : 12 anodes et la dernière dynode.

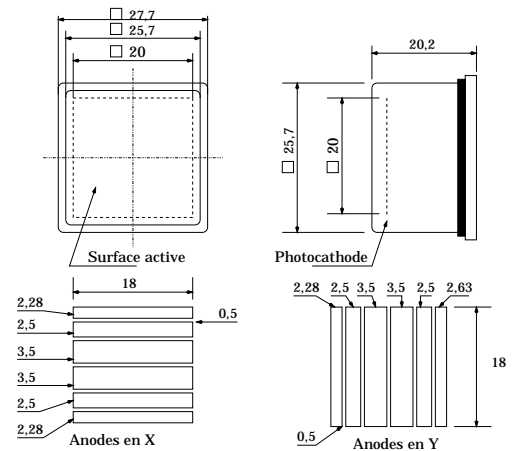


FIG. 8.13: Caractéristiques géométriques du R5900-00-C12 : surface externe ; surface active ; anodes. Les données chiffrées sont en mm.

Résolution spatiale

Pour déterminer la résolution spatiale de ce PM, nous avons utilisé un banc de test permettant de déplacer une fibre optique devant la photocathode (figure 8.14). Cette fibre est reliée à une lampe au deutérium, fournissant un spectre allant de l'UV profond jusqu'au visible, devant laquelle un filtre à 180 nm a été placé.

Cette fibre sera déplacée par pas de 2 mm afin de se rapprocher au mieux de la situation expérimentale définie par le maillage de la matrice des guides de lumière implémentés dans la cellule. Ces mesures sont effectuées à chaud, $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ et à froid, $-110\text{ }^{\circ}\text{C}$, afin de s'approcher des conditions de fonctionnement du PM lorsque le xénon est liquéfié.

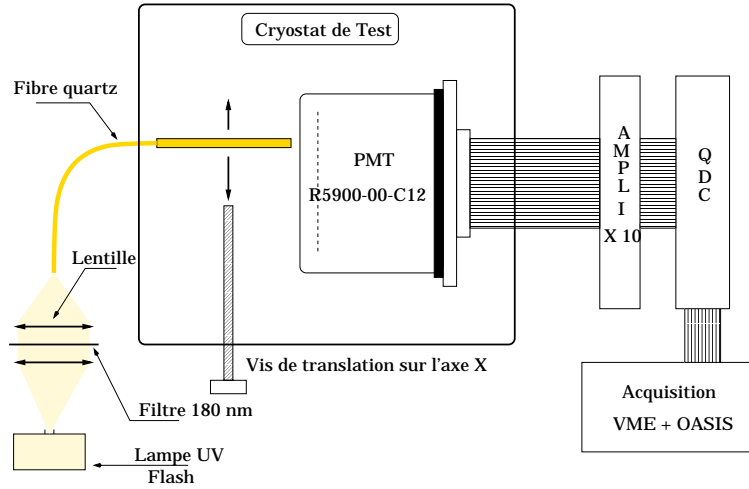


FIG. 8.14: *Banc de test de caractérisation chaud/froid du PM.*

Dans un premier temps, on place la fibre au centre de la photocathode afin de reconstruire la position d'impact des UV sur cette dernière. L'objectif étant de caractériser la résolution spatiale, à une position donnée, en fonction de la température.

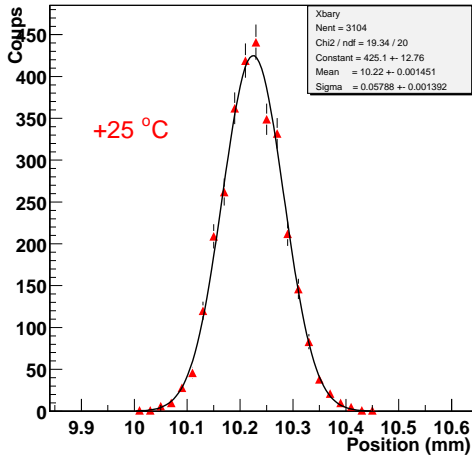


FIG. 8.15: *Reconstruction du barycentre en X à chaud ($25\text{ }^{\circ}\text{C}$).*

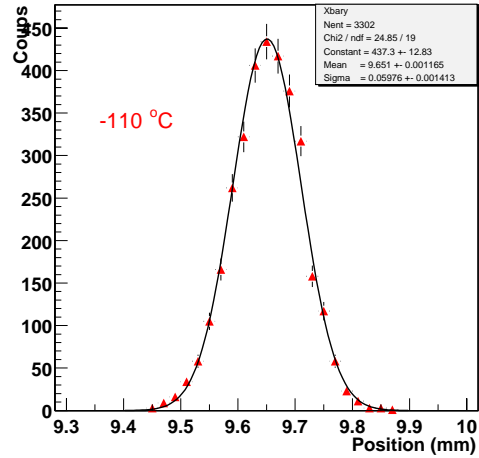


FIG. 8.16: *Reconstruction du barycentre en X à froid ($-110\text{ }^{\circ}\text{C}$).*

Les courbes 8.15 et 8.16, donnent respectivement les résolutions à chaud et à froid. Les distributions des barycentres reconstruits sont gaussiennes, les résolutions données dans le tableau suivant, correspondent à la largeur à mi-hauteur de ces gaussiennes (FWHM).

	Résolution FWHM - μm
A chaud : 25 °	$136 \pm 3,3$
A froid : -110 °	$140,4 \pm 3,3$

TAB. 8.2: *Résolution sur la reconstruction du barycentre.*

Le balayage de la photocathode par la fibre, nous permet d'évaluer la linéarité du PM. Pour cela, la fibre est déplacée de 2 mm en 2 mm sur les 22 mm de la photocathode. Ces mesures sont effectuées dans un premier temps à 25 °C, puis à -110 °C. La première observation montre que la surface n'est active que sur 20 mm. Sur les courbes 8.17 et 8.18, nous avons tracé la valeur moyenne des barycentres reconstruits en fonction de la position de la fibre. Cette valeur correspond à la valeur moyenne de la gaussienne qui ajuste la distribution du barycentre reconstruit, les barres d'erreur étant données par la largeur à mi-hauteur de ces distributions. Nous pouvons souligner 2 phénomènes :

- la reconstruction n'est pas linéaire sur l'intégralité de la photocathode puisque des effets de bords sont assez nets sur les 4 premiers et 4 derniers mm de la traversée ;
- il y a un effet de contraction des échelles induisant que les 20 mm de balayage de la fibre sont reconstruit sur environ 13 mm.

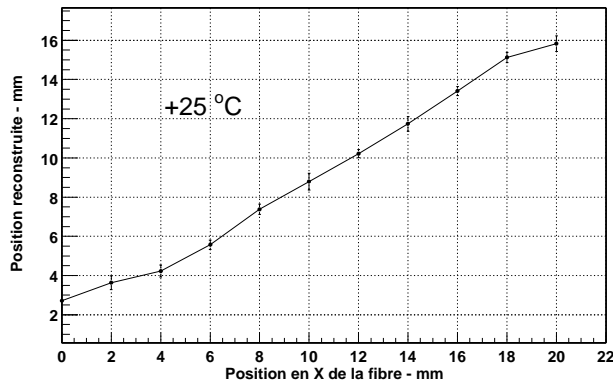


FIG. 8.17: *Reconstruction des positions après un balayage à chaud de la photocathode.*

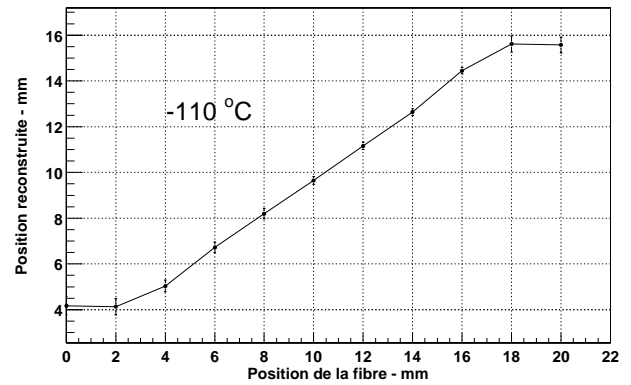


FIG. 8.18: *Reconstruction des positions après un balayage à froid de la photocathode.*

L'évaluation de la zone de linéarité du PM se fait en déterminant la linéarité différentielle. Ceci consiste à évaluer l'écart entre la valeur moyenne du barycentre reconstruit et la droite d'ajustement de ces mêmes données. Sur les courbes 8.19 et 8.20, nous pouvons déterminer la zone linéaire respectivement à chaud et à froid du PMT R5900-00-C12. Dans les deux cas, le PM présente une bonne linéarité sur 15 mm.

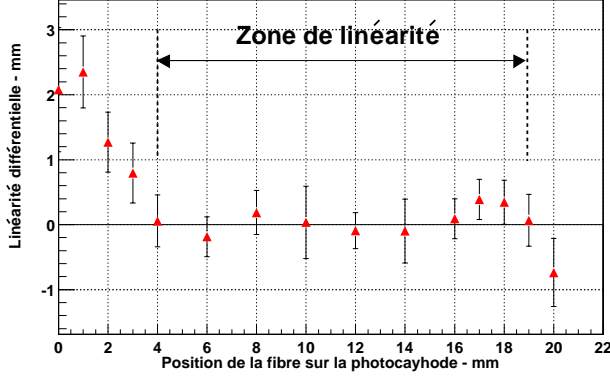


FIG. 8.19: Linéarité différentielle du R5900-00-C12 à chaud (25 °C).

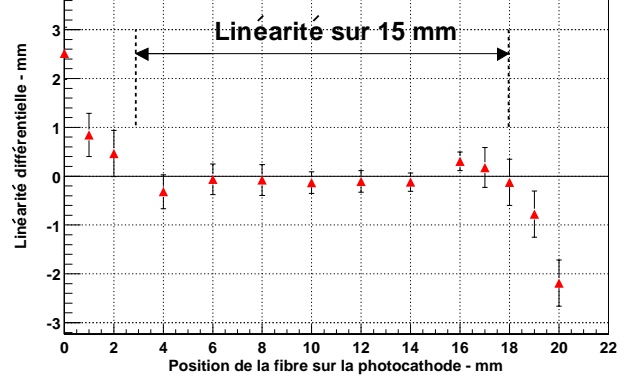


FIG. 8.20: Linéarité différentielle du R5900-00-C12 à froid (-110 °C).

Cette non-linéarité sur l'intégralité de la surface ainsi que cet effet de contraction à la reconstruction doivent être corrigés. Pour cela, on effectue un ajustement des positions reconstruites. Cet ajustement se fait par un polynôme du troisième ordre comme l'illustre la figure 8.21.

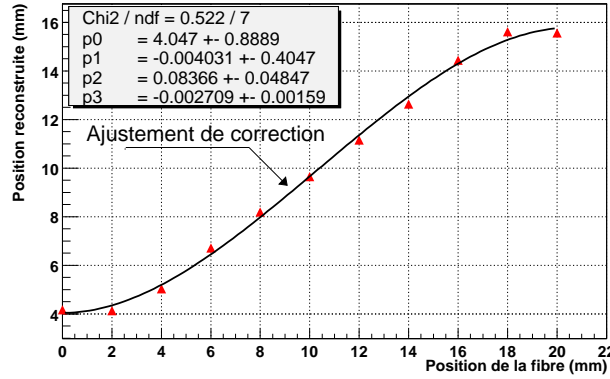


FIG. 8.21: Ajustement effectué sur les données reconstruites afin de corriger la non-linéarité.

La correction s'effectue en appliquant sur les données un facteur correctif correspondant à l'écart entre la droite de linéarité et le polynôme ajustant les données. Ceci peut se résumer sous la forme de l'expression suivante :

$$X_{correc} = X_{reco} + [a + bX_{pos} - (a_1 + b_1X_{pos} + c_1X_{pos}^2 + d_1X_{pos}^3)]$$

- X_{correc} étant la nouvelle valeur reconstruite ;
- X_{reco} la valeur reconstruite avant correction ;
- X_{pos} est la coordonnée en X de la position de la fibre ;
- a et b sont les paramètres de la droite d'ajustement, dans notre cas $a = 1$ et $b = 1$;
- a_1, b_1, c_1 et d_1 sont les paramètres du polynôme d'ajustement d'ordre 3.

Les courbes 8.22 et 8.23, présentent le résultat d'une telle correction sur les positions reconstruites à chaud et à froid. La non-linéarité disparaît de même que la contraction de l'échelle

des longueurs.

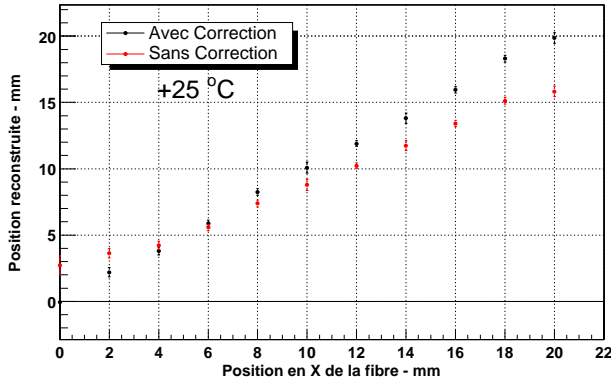


FIG. 8.22: Correction de la non linéarité de reconstruction à chaud (25 °C).

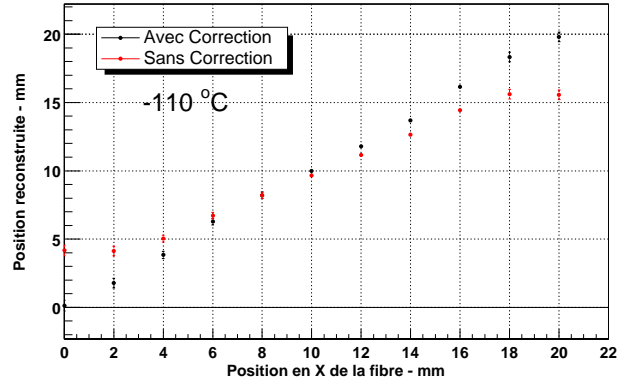


FIG. 8.23: Correction de la non linéarité de reconstruction à froid (-110 °C).

Si l'on reconstruit l'intégralité des événements acquis tous les 2 mm le long de la photocathode du PM (voir figures 8.24 et 8.26), alors nous constatons parfaitement l'influence sur la résolution spatiale de la non linéarité et de la contraction de l'échelle des longueurs.

En appliquant aux données, issues de la reconstruction barycentrique, la correction évoquée précédemment, nous obtenons bien l'image des 11 taches lumineuses séparées de 2 mm chacune et illustrant l'impact des UV, sortant de la fibre, sur la photocathode (cf. figure 8.25 et 8.27).

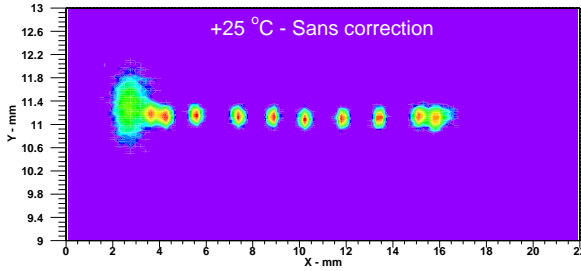


FIG. 8.24: Résolution et séparation des spots à chaud et non corrigés.

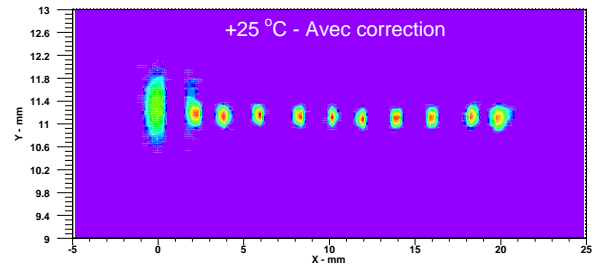


FIG. 8.25: Résolution et séparation des spots à chaud et après correction.

La résolution spatiale sur la reconstruction de ces événements ne subit aucune détérioration lors de la détection à froid. Ceci nous amenant à la conclusion que ce PM R5900-00-C12 fournira une excellente résolution spatiale transaxiale dans des conditions de détection à la température du xénon liquide.

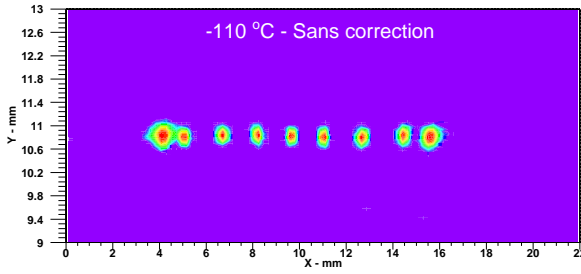


FIG. 8.26: *Résolution et séparation des spots à froid et non corrigés.*

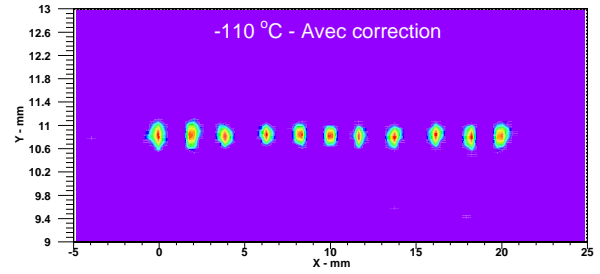


FIG. 8.27: *Résolution et séparation des spots à froid et après correction.*

Uniformité de la réponse

Lors des premiers tests effectués sur ce PM, nous avons constaté qu'il existait une forte inhomogénéité sur le signal de dynode suivant la position de la fibre sur la photocathode, ce qui n'est pas très surprenant pour ce type de PM.

En effet, le processus actuel de dépôt d'alkali sur les dynodes ne permet pas de contrôler l'homogénéité de l'épaisseur, entraînant ainsi un gain variable selon la position dans la zone active. Cette variation n'est donc pas liée à une inhomogénéité de la photocathode.

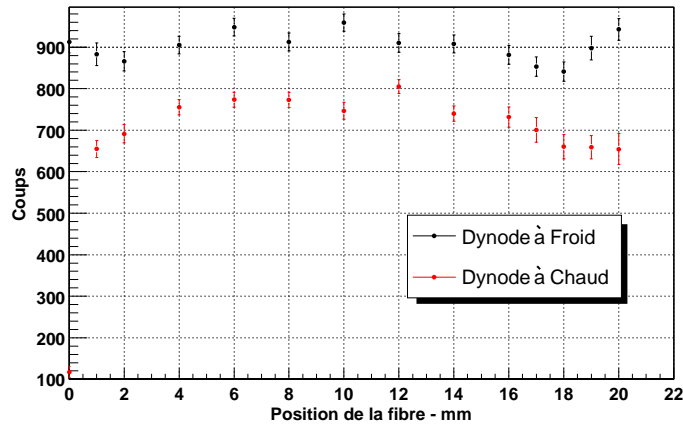


FIG. 8.28: *Réponse de la dynode en fonction de la position en X de la fibre sur la photocathode.*

La figure 8.28 illustre les variations du signal de dynode pour un balayage en X de la fibre, à Y constant. Le signal est en moyenne supérieur à 20 % pour une détection à froid, ceci pouvant s'expliquer par une augmentation du gain du PM à basse température. Les fluctuations constatées, à température constante, n'excèdent pas 10 %. Pour effectuer une mesure en énergie qui soit identique quel que soit le point d'impact sur la photocathode, il faudra normaliser le signal de réponse de la dynode. Pour cela, il convient d'effectuer un étalonnage afin de déterminer une table de réponse en position avec un pas de 2 mm en X et Y.

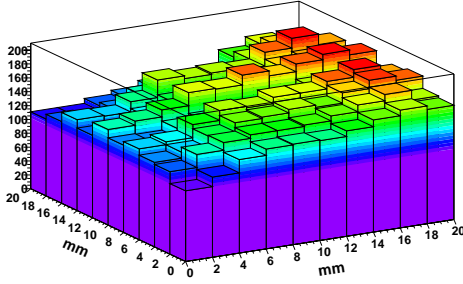


FIG. 8.29: Réponse de la dynode sur l'intégralité de la surface active segmentée en 10*10 pixels de 2 mm de coté.

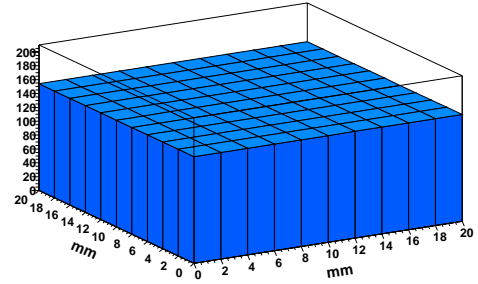


FIG. 8.30: Réponse uniforme de la dynode pour l'ensemble des pixels après application des coefficients de correction pixel par pixel.

L'estimation de cette table de correction a été faite à chaud. les valeurs, du signal de dynode, sont représentées par l'histogramme 8.29 où la fibre s'est déplacée de 2 mm en 2 mm suivant les axes Y et Y. La valeur relevée à chaque mesure est considérée comme étant celle du pixel associé. Ceci nous permettant de définir une matrice de 100 pixels de 2 mm de coté chacun. Comme l'illustre l'histogramme 8.30, après application d'une carte de correction pixel à pixel, nous obtenons un signal de dynode parfaitement uniforme sur l'intégralité de la zone active.

Efficacité à 180 nm

Le filtre utilisé dans le banc de test (figure 8.14) présente une bande passante assez forte dans les longueurs d'onde supérieures à 180 nm (figure 8.31). Ceci implique qu'un nombre important de photons, que le PM détecte, ne simulent pas les UV de scintillation du xénon liquide. Il est donc difficile de déterminer précisément le rendement quantique de ce PM à 180 nm avec cette série d'expérience.

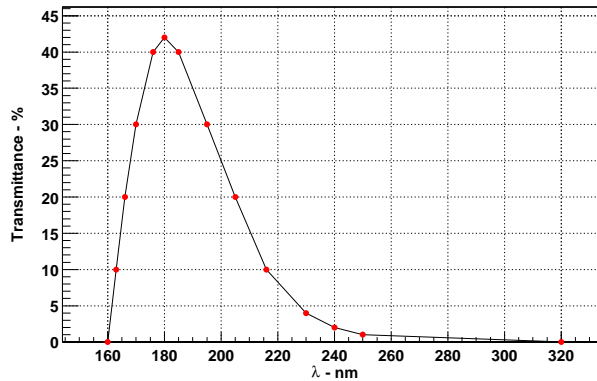


FIG. 8.31: Bande passante du filtre utilisé dans le banc de test.

Nous avons donc construit une cellule de test renfermant du xénon gazeux pressurisé à 2 bars, dans laquelle une source α (^{241}Am) a été placée. Cette fois, c'est bien le xénon qui

scintille, le spectre d'UV fourni est ainsi parfaitement réaliste.

L'objectif de cette série d'expériences est de pouvoir, d'une part, quantifier l'efficacité du PM pour des UV de 180 nm, puis, de tester un décaleur de longueur d'onde, le P-Terphényle, afin d'en identifier les effets en terme d'augmentation de signal.

• Calcul du gain du PM R5900-00-C12

Le premier point qu'il est important de mesurer, lorsque l'on souhaite déterminer le rendement quantique d'un PM, c'est son gain. Pour cela, Il nous faut effectuer une détection du photon unique, c'est à dire mettre en évidence le signal du PM pour un seul photoélectron produit. Expérimentalement nous avons utilisé le banc de test de la figure 8.14 pour cette mesure du photon unique et fixé la haute tension du PM à 850 Volts. Le gain évalué correspond à une fibre positionnée au centre de la photocathode. La lumière de la lampe deutérium est atténuée de manière à avoir au maximum 1 photon par flash susceptible d'atteindre la photocathode du PM. En pratique, on considère que cette condition est atteinte lorsque l'on a un signal (photoélectron) pour 10 flashes, ceci permettant de maximiser la probabilité d'être dans les conditions du photoélectron unique. Ce PM n'étant pas spécifiquement dédié à la détection du photon unique, comme peuvent l'être des PM à pixels, une base spécifique, favorisant la multiplication électronique sur le premier étage de dynodes, a été réalisée pour cette expérience. La distribution du photoélectron unique est visible sur la figure 8.32 où l'acquisition est déclenchée pour chaque impulsion de la lampe deutérium, ce qui explique la présence du pic de bruit de fond et du piedestal.

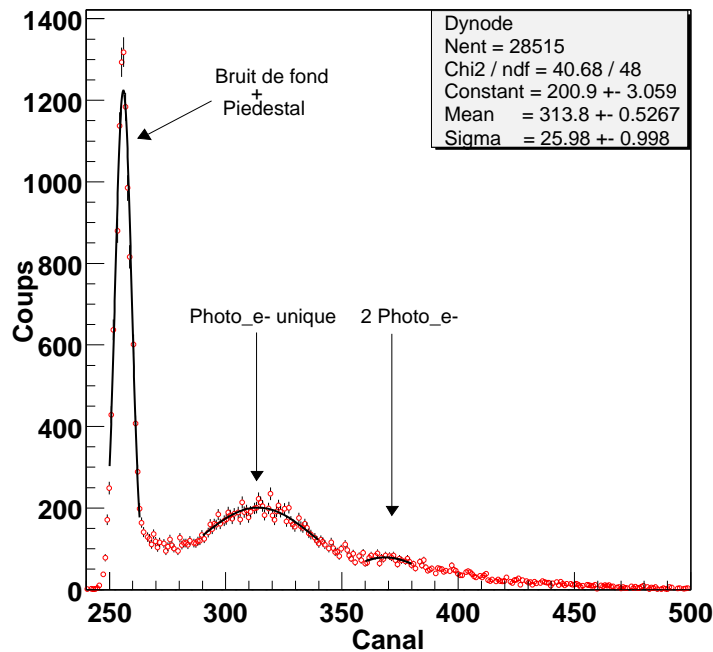


FIG. 8.32: Spectre du photon unique obtenu avec le R5900-00-C12 pour une HT de 850 Volts.

Pour quantifier le gain, il convient de relever à l'oscilloscope le signal du photon unique afin de déterminer le nombre de charges présentes. Pour cela, nous mettons le PM en coïncidence

8.3 Système de collection de lumière

avec la lampe deutérium afin de n'enregistrer que les événements strictement liés au photon unique ; le bruit de fond devant disparaître. Ce signal d'oscilloscope, représentant la sortie directe de la dynode du PM, est illustré sur la figure 8.34 où l'amplitude du signal, A_s , est de 2,8 mV et la largeur, T_s , de 9 ns.

La distribution de signal de photoélectron unique, sans bruit de fond, est représentée figure 8.33. Pour s'affranchir du fond et n'acquérir que les événements de type photoélectron unique, il convient d'appliquer un seuil sur le discriminateur à fraction constante (DFC) utilisé dans le montage de coïncidence. Le seuil minimum d'un DFC étant supérieur au signal du photoélectron unique sur la dynode, nous avons dû amplifier ce signal pour obtenir le spectre de la figure 8.33. Le signal passera donc dans un amplificateur rapide de gain 10 puis dans un amplificateur/formeur de gain 20 et dans le DFC.

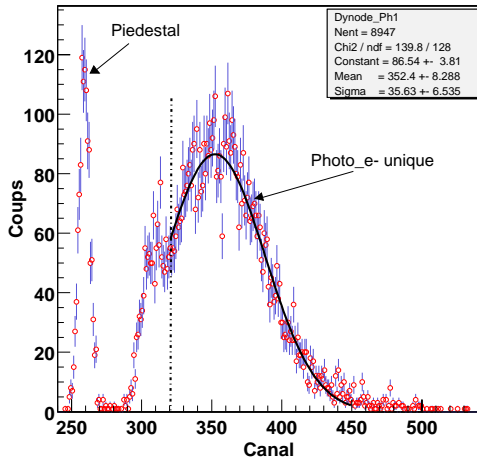


FIG. 8.33: Pic du photon unique lorsque la PM est en coïncidence avec le déclenchement de la lampe deutérium.

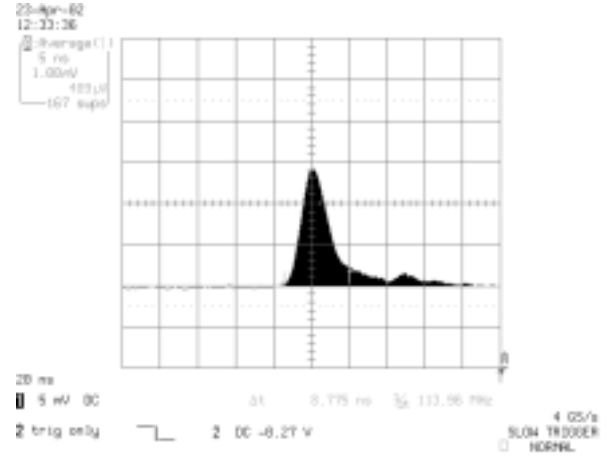


FIG. 8.34: Signal du photon unique, Amplitude/Temps, lu à l'oscilloscope numérique.

Le gain G_{pm} , du PM, s'exprime par l'intermédiaire de l'expression suivante :

$$X_{phe} \cdot G_{pm} \cdot q_e = \frac{A_s \cdot T_s}{2R}$$

Où X_{phe} est le nombre de photoélectrons, égal à 1 dans le cas du photoélectron unique. L'adaptation étant sur $R = 50 \Omega$, on obtient :

$$G_{pm} = 1,5 \cdot 10^6$$

En étudiant la courbe 8.32, on peut quantifier la position moyenne de la distribution du photoélectron unique, par rapport à la distribution représentant le bruit de fond et le piedestal du PM. En ajustant ces distributions par des gaussiennes, on positionne le fond et le piedestal à 256 canaux et le photon unique à 314 canaux. La différence, Δ_{ph1} , sera donc de 58 canaux. Le spectre complet présente une amorce de pic entre les canaux 360 et 380, un ajustement nous donne une position moyenne au canal 368, ce qui représente un écart, Δ_{ph2} , de 54 canaux avec le pic du photon unique. $\Delta_{ph1} \simeq \Delta_{ph2}$, il s'agit donc bien du pic du double photoélectron.

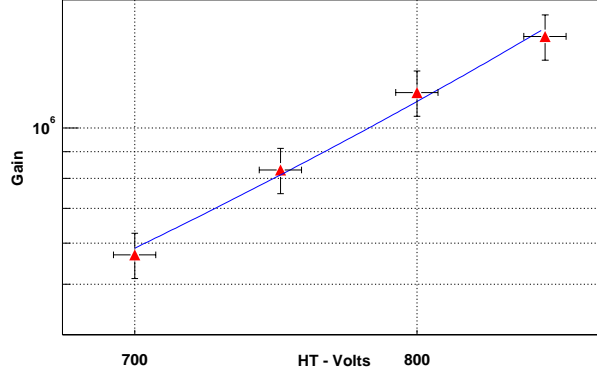


FIG. 8.35: Variation du gain du PM en fonction de la valeur de la haute tension (HT).

Le calcul du gain a été effectué pour plusieurs valeurs de la haute tension sur le PM. La figure 8.35 montre que le gain varie linéairement, sur une échelle Log/Log, dans cette plage de haute tension. Il est à noter que toutes ces mesures de gain ont été effectuées à température ambiante (25 °C).

• **Détermination de l'efficacité quantique à 180 nm du PM R5900-00-C12**

Pour avoir une estimation de l'efficacité quantique du PM à 180 nm, nous avons utilisé le montage illustré sur la figure 8.36, permettant de coupler une cellule de xénon gazeux au PM R5900-00-C12. La scintillation du xénon est induite par des α de 5,5 MeV. Le spectre mesuré de ces α est donné par la figure 8.37, la résolution sur cette distribution est de :

$$\frac{\sigma}{E} = 20\%$$

Cette résolution, plus que modeste, nous informe déjà sur la faible quantité de photoélectrons induite par le signal incident.

Pour évaluer l'efficacité quantique du PM, on se place dans une configuration expérimentale où il n'y a rien entre la fenêtre de sortie en quartz-suprasil de la cellule de xénon et la fenêtre d'entrée du PM. La quantité d'UV produite par MeV déposé dans du xénon gazeux, sous 2 bars de pression, est 3 fois plus faible que dans le liquide [Mitsuhiro ; 1992]. En conséquence, un α de 5,5 MeV déposant l'intégralité de son énergie dans le xénon, produira :

$$N_{uv} = \frac{4.10^4 \times 5,5}{3} \simeq 7.10^4 \text{UV}$$

Les parois de la cellule sont non réfléchissantes aux UV. L'émission des UV étant parfaitement isotrope sur 4π , la fraction de ceux qui arriveront sur la fenêtre de sortie de la cellule correspond à l'angle solide sous lequel la source voit la fenêtre du PM. En prenant l'approximation d'une source ponctuelle, ce rapport d'angle solide est de 5 %. On a donc environ 4000 UV qui atteignent la fenêtre de sortie de la cellule.

Ce flux d'UV doit ensuite traverser 2 hublots de quartz avant d'atteindre la photocathode du PM. Chaque hublot possède une transmittance de 80 % pour les UV de cette longueur d'onde. Le nombre d'UV sur la photocathode, $N_{uv_{ph}}$ sera de l'ordre de 2350.

Le signal directement lu sur la dernière dynode présente une amplitude moyenne, A_{dyn} , de 50

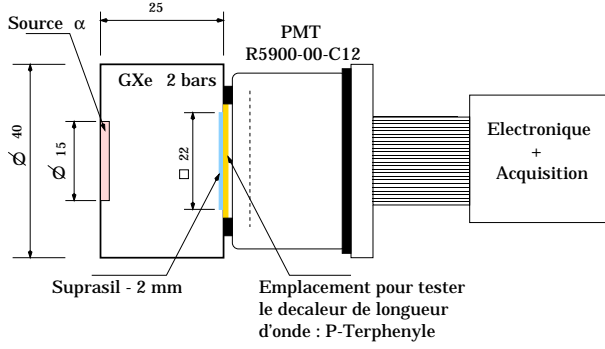


FIG. 8.36: Montage de la cellule de xénon gazeux permettant de tester l'efficacité du PM à 180 nm. Les dimensions sont en mm.

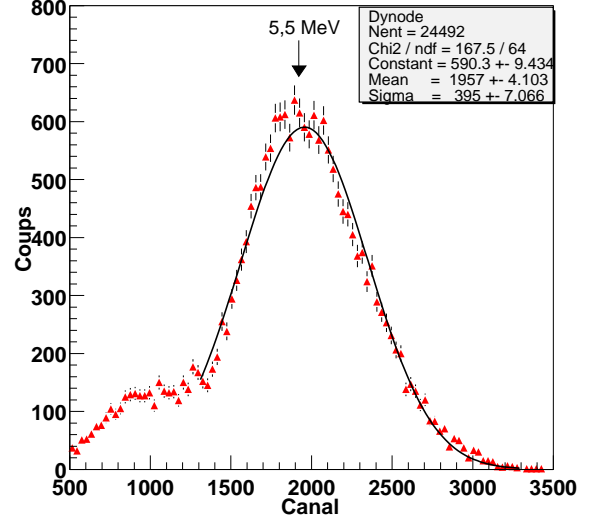


FIG. 8.37: Spectre en énergie pour des α de 5,5 MeV dans le xénon gazeux.

mV pour une largeur, T_{dyn} , de 10 ns. Le nombre de photoélectrons produits sera ainsi déterminé par l'expression suivante :

$$N_{phe} = \frac{A_{dyn} \cdot T_{dyn}}{2 \cdot q_e \cdot G_{pm} \cdot 50\Omega} \simeq 20$$

Ce qui est tout à fait en accord avec un calcul rapide effectué sur la résolution en énergie : $1/\sqrt{N_{phe}} \simeq \sigma/E$; donnant $N_{phe} \simeq 25$.

On en déduit une estimation de l'efficacité quantique, EQ , du PM :

$$EQ = \frac{N_{phe}}{N_{uvph}} \simeq (0,8 \pm 0,4)\%$$

• Tests de décalage de longueur d'onde : le P-Terphényle

Afin d'améliorer le rendement quantique du PM, un décalage de longueur d'onde, le P-Terphényle, a été testé. Il s'agit d'un décalage de longueur d'onde assez classique (cf. tableau 8.3[Davies ; 1994]).

	Temps de décroissance	Emission (nm)	Absorption (nm)
P-Terphényle (PTH)	1 ns	320 - 450	60 - 300

TAB. 8.3: Propriétés principales du P-Terphényle.

L'objectif sera de convertir les UV de 180 nm afin de se trouver dans une plage de longueur d'onde où le rendement quantique du PM est supérieur. Le dépôt de PTH se fait par évaporation sous vide. Etant relativement fragile, il convient d'effectuer par dessus un dépôt de MgF_2 , transparent aux UV. Nous avons effectué plusieurs tests sur plaque de verre afin de déterminer l'épaisseur optimale de PTH à déposer sur la fenêtre d'entrée du PM.

Nous avons utilisé le montage de la figure 8.36 pour cette série d'expériences. La courbe 8.38 nous permet de constater que le signal est optimisé pour une épaisseur de l'ordre de $7 \mu\text{m}$ de PTH, ce qui correspond à une évaporation de $820 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ce résultat est en accord avec la littérature sur le sujet [Davies ; 1994].

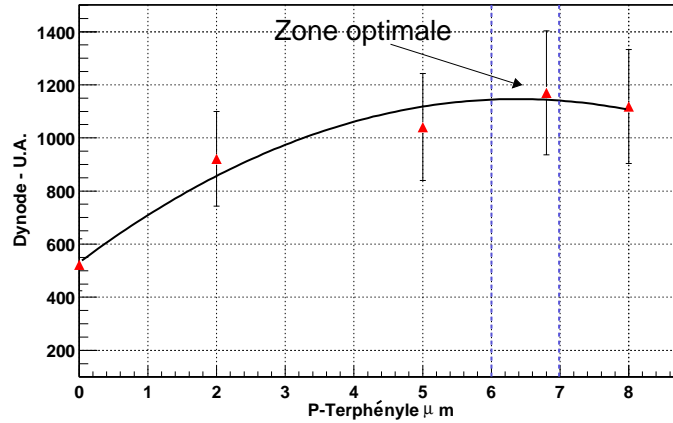


FIG. 8.38: Augmentation du signal de dynode en fonction de l'épaisseur de P-Terphényle déposée.

Ainsi, un dépôt de $820 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de PTH sera effectué sur la fenêtre d'entrée des 2 PM R5900-00-C12 définissant le système de collection de lumière du module prototype. Notons que les mesures effectuées pour déterminer l'efficacité quantique du PM, ont été faites sans utilisation de PTH.

8.3.4 Discussion

Le tableau 8.3.4 récapitule les résultats obtenus sur ce PM. La comparaison directe avec les performances escomptées, permettant d'être en accord avec les simulations Monte Carlo présentées au chapitre précédent, montrent que ce système de collection de lumière permet d'obtenir une résolution spatiale transaxiale de haute qualité. En revanche, la faible efficacité quantique constatée ne permettra pas d'obtenir la résolution en énergie souhaitée, la résolution axiale du détecteur en sera ainsi affectée.

Propriétés	R5900-C12-00	Simulations
Résolution transaxiale - mm	$\leq 0,5$	≤ 1
EQ - %	0,8	15

Notons également que le faible nombre de photoélectrons produits affectera la résolution spatiale : la précision sur la reconstruction du barycentre des charges chutant avec le nombre de photoélectrons.

• Perspectives

Les discussions récentes que nous avons pu mener avec Hamamatsu, nous permettent d'envisager une amélioration sensible de l'efficacité quantique du PM. En effet, une version permettant de diminuer l'épaisseur de la photocathode serait disponible prochainement [Puill ; 2002]. Cette technique suppose l'implantation d'une fine grille métallique au sein même de la photocathode afin de diminuer sa résistivité à basse température. Un communiqué datant de la fin août 2002 nous a informé qu'un prototype de ce PM aurait été construit et que son efficacité quantique serait de l'ordre 14 %.

Enfin, l'autre piste qu'il conviendrait d'explorer se trouve dans le secteur des photodiodes à avalanches (APD), systèmes qui aujourd'hui présentent des pixélisations fines de 1 mm de côté et pouvant travailler à froid tout en gardant une efficacité quantique élevée [Solovov ; 2000].

8.4 Module Ø du μ TEP

Une fois le système cryogénique mis en place et le système de collection de lumière déterminé, il convient de réaliser mécaniquement le prototype du premier module de ce μ TEP au xénon liquide.

8.4.1 Réalisation mécanique du module

Le module du μ TEP est contenu dans une cellule en inox que nous pouvons voir sur la photo 8.40. L'étanchéité entre les PM et le xénon liquide est assurée par des fenêtres de quartz directement soudées sur des carters également en inox. Les fenêtres de quartz des PM sont presque au contact de ces hublots de quartz. La figure 8.39 présente l'intégration de ces différents éléments ainsi que leurs dimensions. La matrice de guide de lumière est placée entre les 2 PM, dans l'enceinte principale. Elle peut être positionnée par l'intermédiaire d'une mousse isolante (Roacell) qui a pour effet de minimiser la quantité de matière et notamment de xénon liquide du côté où les photons de 511 keV entreront.

8.4.2 Matrice de guides de lumière

La fabrication de cette matrice de guides de lumière fut relativement complexe à mettre en œuvre. En effet, les exigences requises étaient assez fortes :

- épaisseur de paroi la plus fine possible afin de limiter la diffusion Compton et Rayleigh ;
- réflectivité des guides proche de 90 %.

L'aluminium pur possède de très bonnes propriétés de réflexion pour des UV de 180 nm, son coefficient de réflectivité étant précisément de 90 %. Nous avons donc naturellement choisi l'aluminium comme réflecteur pour nos guides de lumière. Afin d'éviter que l'aluminium s'oxyde, il est recouvert de MgF_2 qui, étant totalement transparent aux UV de 180 nm, ne provoque pas de perte de photon lors des réflexions multiples. La solution retenue pour développer le support de base de ces guides est illustrée sur la figure 8.41. La base est une feuille d'aluminium de

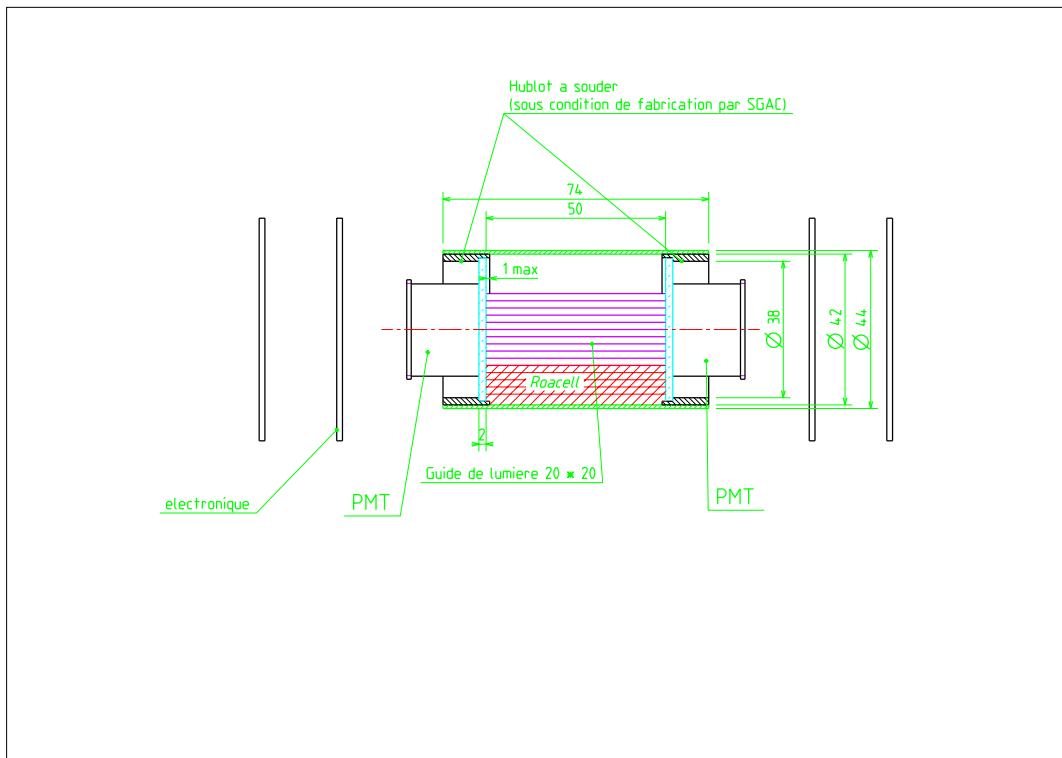


FIG. 8.39: Dessin CAO du module prototype. Les données dimensionnelles sont en mm.



FIG. 8.40: Photo de l'extérieur de la cellule : enveloppe d'inox assurant l'arrivée et le retour du xénon ; carter de support des hublots de quartz assurant l'étanchéité entre le xénon et les PM.

25 μm d'épaisseur. Il s'agit là uniquement d'un support de type structural. En effet, la qualité de surface d'une telle feuille est trop mauvaise pour en faire un réflecteur de qualité. Pour obtenir les performances requises, il faut utiliser une méthode de déposition par évaporation sous vide. Afin de préparer la surface, on colle une couche de polymère (polyéthylène) de 6 μm d'épaisseur, puis on évapore de l'aluminium et du MgF_2 . L'épaisseur totale de l'aluminium et du MgF_2 est inférieure à un micron. Cette technique nécessite une très grande propreté de l'évaporateur. Pour la première matrice, celle qui sera testée dans le premier module prototype, la réflectivité mesurée des guides est de 78 % car, précisément, l'évaporateur utilisé ne présentait pas les caractéristiques requises pour obtenir une réflectivité maximale de 90 %. Il est à noter que la mesure du coefficient de réflectivité a été réalisée sous incidence normale. Dans une situation expérimentale classique, l'angle d'incidence des UV sur les parois sera généralement différent de 90° , entraînant ainsi une légère amélioration de la réflectivité. Sur ce module prototype, nous pouvons l'estimer voisin de 80 %.

Ces parois composites, constituant la matière première pour les guides de lumière du module, ont été réalisées au CERN dans le service d'A. Braem.

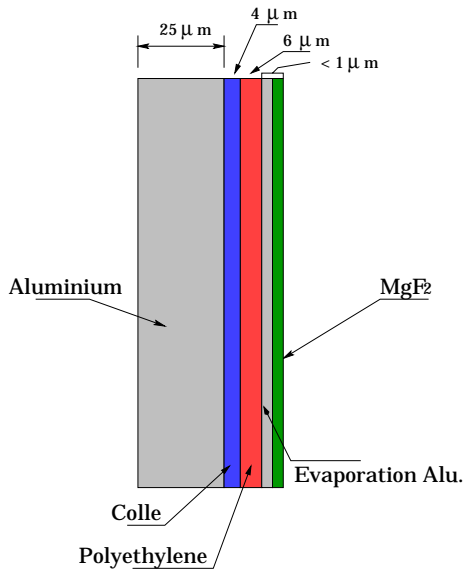


FIG. 8.41: Composition de la paroi des guides de lumière.

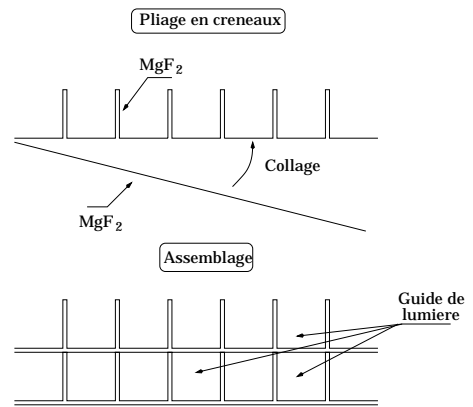


FIG. 8.42: Méthode d'assemblage pour former la matrice de guides lumière. Le côté réflecteur est indiqué le fléchage " MgF_2 ".

La fabrication des guides à partir des feuilles de réflecteurs est réalisée par pliage. Cette opération est entièrement manuelle et suit le protocole exposé sur la figure 8.42 qui reprend une technique de pliage en crêteaux. Comme une seule des faces, de la paroi utilisée, est conditionnée pour la réflexion des UV, on colle une plaque non pliée, comme l'illustre la figure 8.42, afin que l'intégralité des parois formant le crêteaux de base soient réfléchissantes. Suivant cette technique, l'épaisseur des parois entre chaque guide de lumière sera de 70 μm . La matrice complète est obtenue par empilage de ces crêteaux. Sur la figure 8.43, on peut observer le résultat de l'assemblage final, constituant les 100 guides de lumière du module prototype du μ TEP xénon liquide.

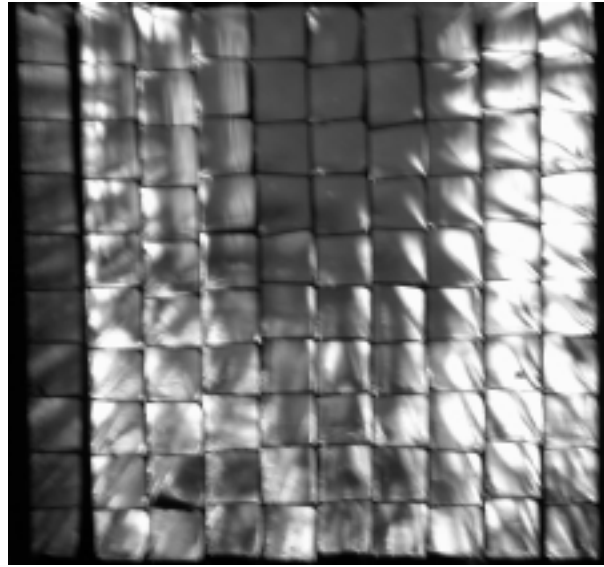


FIG. 8.43: *Vue des 100 guides de lumière à section carrée de 2 mm de côté.*

8.5 Conclusions

Le transfert de xénon liquéfié dans le module prototype est parfaitement maîtrisé, la stabilité de la température sur le module se fait à quelques dixièmes de degré, nous pouvons donc considérer que le système cryogénique développé, dans le cadre de ce prototype de μ TEP xénon liquide, donne entière satisfaction.

En ce qui concerne le développement mécanique du module, la technique retenue, notamment pour la construction des guides de lumière, doit permettre d'atteindre les objectifs visés en terme de réflexion des UV de scintillation du xénon liquide. Le premier prototype permet d'atteindre un coefficient de réflectivité de 80 % pour un objectif de 90 % qui sera accessible moyennant une optimisation des conditions de pureté de l'évaporateur.

Le dernier point concerne le photo détecteur. Le choix portant sur un PM à localisation à anodes croisées permet d'atteindre pleinement les objectifs fixés en terme de résolution spatiale trans-axiale. Le fonctionnement à froid donne satisfaction avec des performances mesurées identiques à +25 et -110 °C. En revanche, son efficacité quantique pour des UV de 180 nm est trop faible pour envisager une résolution spatiale axiale et en énergie qui soit de qualité. En conséquence, il conviendra de tester dans le futur des systèmes de type APD ainsi que la nouvelle version du PM d'Hamamatsu, afin d'améliorer ce paramètre d'efficacité.

Chapitre 9

Dispositif expérimental de mesure des performances d'un module prototype

9.1 Présentation du dispositif

Un module prototype de μ TEP à xénon liquide (présenté en détails dans le précédent chapitre) a été construit à l'ISN durant la première moitié de l'année 2002. Le dispositif expérimental a pour objectif de placer le détecteur dans une situation proche du fonctionnement en TEP. Il doit permettre, à terme, de caractériser la résolution en énergie du prototype, sa résolution spatiale transaxiale, axiale et enfin, il doit également permettre de mesurer la résolution en temps de 2 photons détectés en coïncidence.

9.1.1 Mécanique du dispositif

L'ensemble du montage est illustrée par la figure 9.1. Une source de ^{22}Na de 18 MBq est placée sous le cryostat. Des collimateurs en plomb sont disposés de manière à pouvoir irradier le prototype à travers une tranche transaxiale (X,Y) de 2 mm de large. Cet ensemble étant monté sur un système mobile suivant la direction axiale (Z), nous pouvons tester la résolution en Z du détecteur par déplacements successifs de 2 mm (correspondant à une épaisseur de coupe). Pour chaque position axiale de la source, l'ensemble du plan (X,Y) est uniformément irradié ce qui permet de tester l'efficacité de séparation des guides de lumière de la matrice et par la même, la résolution transaxiale.

Sur le même dispositif mobile, on place un cristal de BaF_2 dont le rôle est de détecter en coïncidence avec le module prototype, une paire de γ de 511 keV émis par la source de ^{22}Na . La mesure du temps de coïncidence entre ces 2 détecteurs permet de déterminer la résolution en temps.

9.1.2 Electronique du dispositif

L'électronique mise en œuvre pour cette expérience est schématisée sur la figure 9.2. Les signaux des dynodes des PM du module prototype sont inversées avant d'être injectées dans des amplificateurs de gain 10. A la sortie de cette amplification, le signal est mis en forme puis numérisé dans un QDC. Ce signal de dynode est également utilisé pour fabriquer la porte

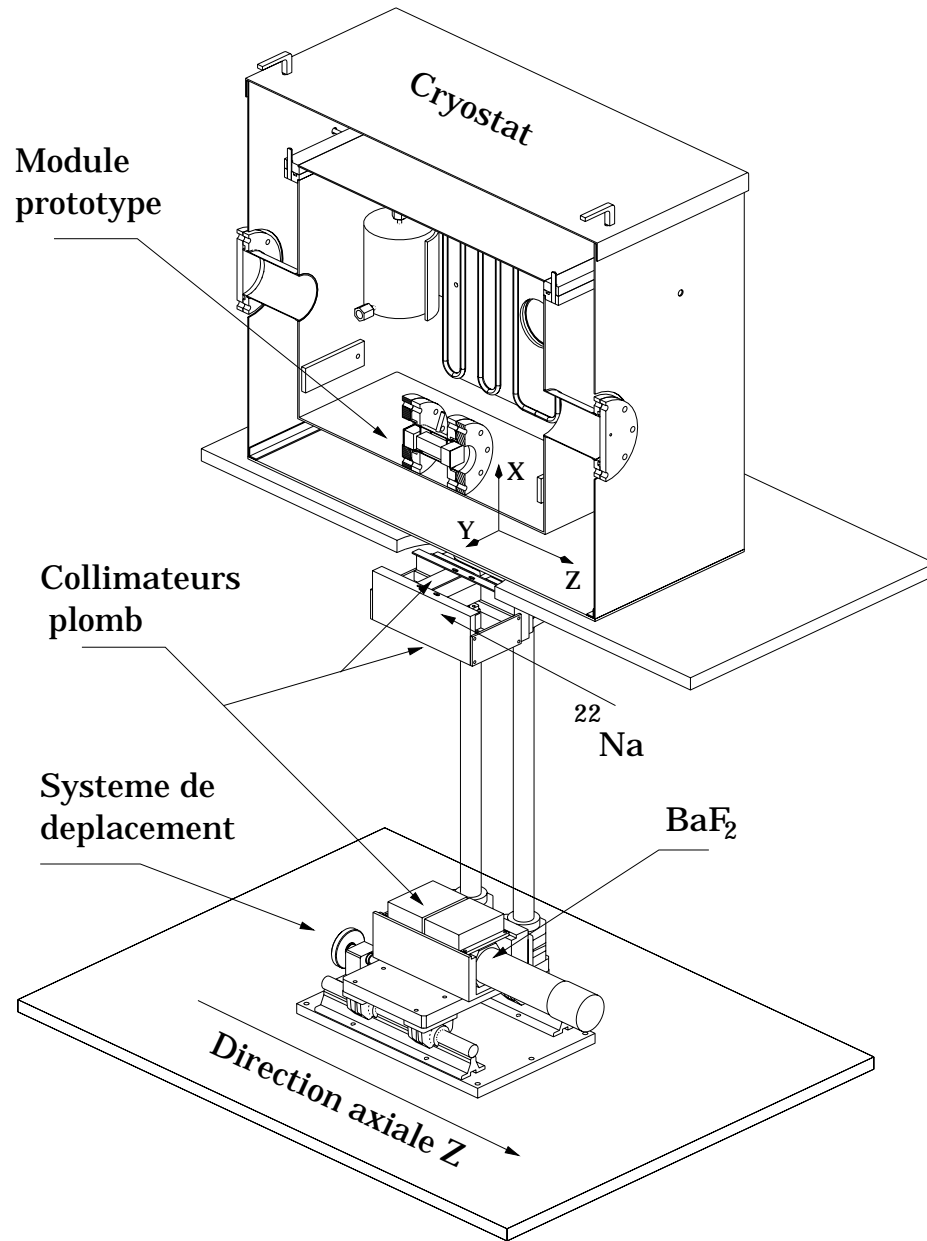


FIG. 9.1: Schéma de principe de l'ensemble mécanique du banc de tests.

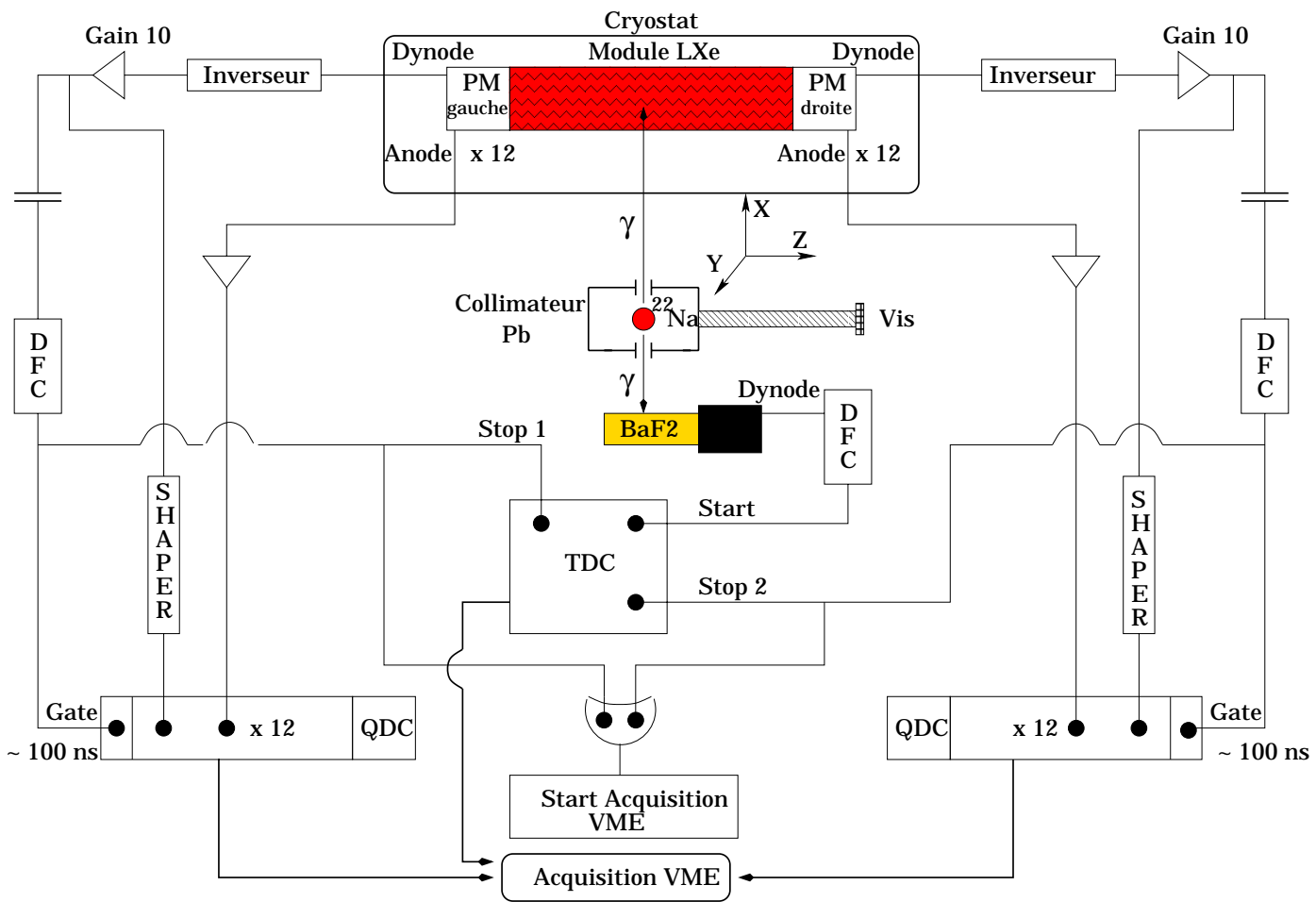


FIG. 9.2: Schéma de principe de l'électronique associée au banc de tests.

9.1 Présentation du dispositif

d'intégration du QDC et pour donner un ordre de "stop" au TDC permettant la mesure du temps de coïncidence. La sélection en énergie des événements se fait par l'intermédiaire d'un DFC qui permet de mettre un seuil sur le signal de dynode et donc sur l'énergie de l'événement. Habituellement l'information en énergie est donnée par le signal d'anode du PM mais dans notre cas, du fait que le signal total d'anode est réparti sur 12 sorties, il est plus simple de lire cette information sur la dernière dynode. La figure 9.3 présente la corrélation que l'on a entre le signal sommé sur les 12 anodes et celui mesuré sur la dernière dynode. Il est à noter que le bruit est plus faible sur la dernière dynode car on utilise qu'un seul préampli.

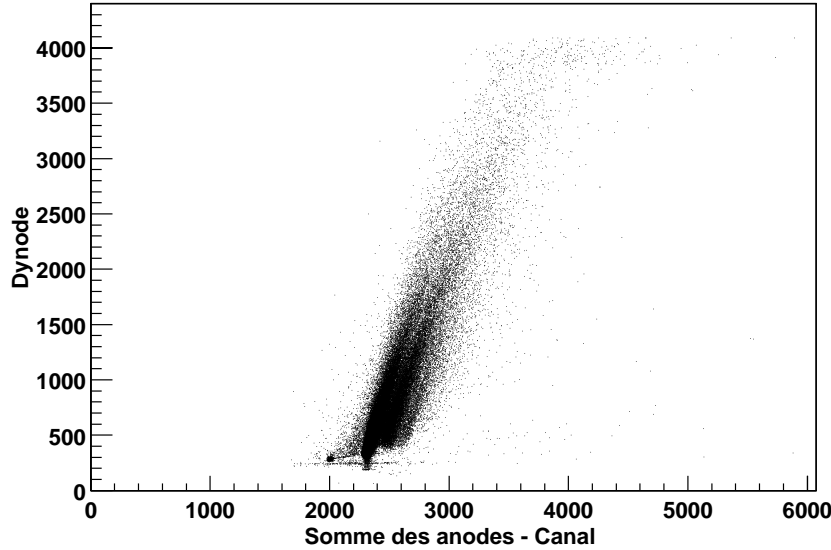


FIG. 9.3: *Corrélation entre le signal de dynode et la somme des 12 anodes.*

Par la suite, les 12 sorties d'anodes de chaque PM sont amplifiées avant d'être numérisées dans le QDC.

L'acquisition, pilotée par un contrôleur VME, se déclenche lorsque l'un des deux DFC du module fournit un signal.

L'anode du PM couplé au BaF_2 permet de fabriquer le signal de "start" du TDC. C'est donc la différence de temps entre ce "start" et le "stop" d'un des PM du module xénon liquide qui donnera la résolution sur le temps de coïncidence.

L'acquisition événementielle enregistre 27 paramètres à chaque déclenchement :

- un signal de dynode et 12 signaux d'anodes par PM ;
- un signal de TDC entre le BaF_2 et le module prototype.

Signalons que le schéma de principe 9.2 ne mentionne pas la présence de retards sur chacune des voies arrivant sur le QDC. Ces retards ayant pour but de synchroniser les signaux d'entrées avec la porte d'intégration du QDC dont la largeur est d'environ 100 ns.

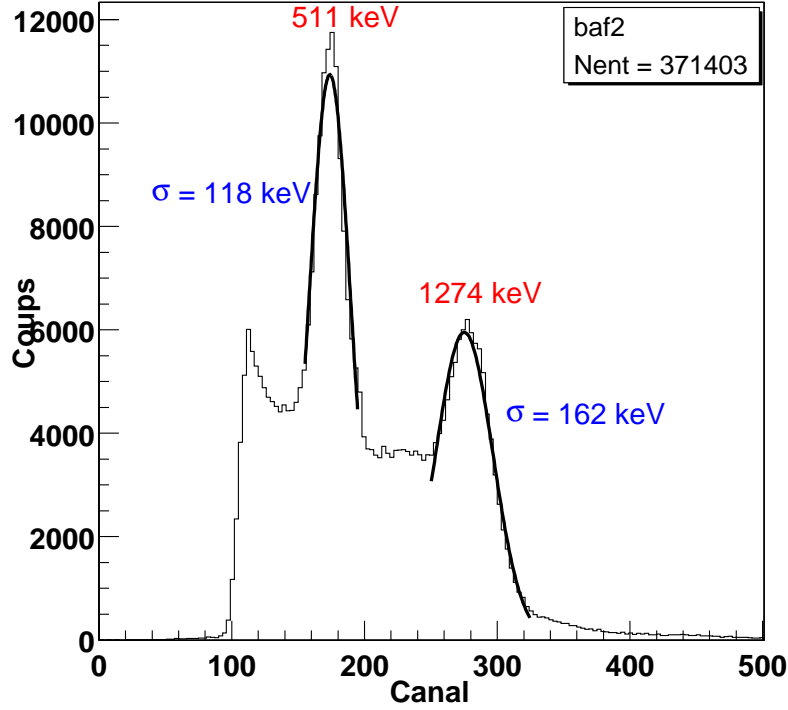


FIG. 9.4: Spectre du ^{22}Na mesuré par le BaF_2 .

La figure 9.4 présente le spectre en énergie du ^{22}Na mesuré par le BaF_2 . La résolution en énergie σ/E est de 23 % pour le γ d'annihilation de 511 keV et de 13 % sur le γ de 1274 keV.

9.2 Analyse préliminaire

Du fait de la très faible efficacité quantique des PM mesurée dans le précédent chapitre et par la même du petit nombre (N_{ph}) de photoélectrons produits, le module prototype actuel ne permet pas de reconstruire l'énergie des γ qu'il détecte. Les résolutions axiales et transaxiales variant comme $1/\sqrt{N_{ph}}$, leur évaluation ne peut être pour le moment considérée comme significative vis à vis des objectifs fixés sur ce détecteur.

Afin de maximiser le signal sur 1 des 2 PM, nous avons placé la source de ^{22}Na à une extrémité du module.

9.2.1 Extraction du signal de PM

Dans cette analyse, on cherche à utiliser au mieux les signaux d'anodes de PM afin de montrer que la lumière de scintillation du xénon liquide est répartie de façon homogène sur l'ensemble des guides de lumière de la matrice du fait que la source de ^{22}Na irradie l'ensemble d'une section du module prototype. L'idéal devant conduire à ce que le PM utilisé pour l'analyse puisse reconstruire l'image de la matrice de guides.

Le signal de la dernière dynode (cf. courbe 9.5), permet de définir une coupure sur les événements que l'on utilise afin de rejeter les événements trop proches du bruit électronique.

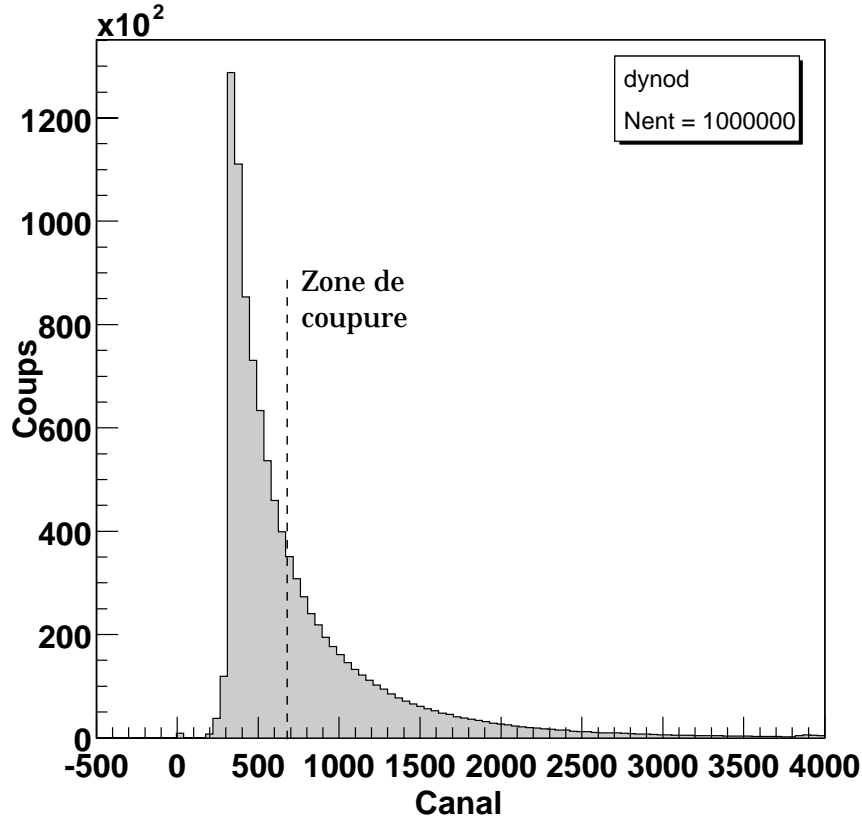


FIG. 9.5: Signal de dynode du PM de droite indiquant la zone de coupure à partir de laquelle les signaux sur les anodes sont considérés.

Le signal brut des 12 anodes du PM de droite est représenté sur les figures 9.6 et 9.7. Sur ces mêmes graphes, nous avons représenté le piedestal associé à chacune des voies. Ceci permet de constater que nous ne sommes pas dominé par le bruit électronique. Pour exploiter le signal, on va d'une part retrancher systématiquement le piedestal de chaque voie, sélectionner les événements dont le signal de dynode est supérieur à la valeur de coupure puis équilibrer les spectres, c'est à dire normaliser chaque spectre d'anode sur celui présentant la valeur moyenne la plus haute.

Les graphes 9.8 et 9.9 illustrent les distributions des signaux d'anodes, respectivement en X et Y, après ces opérations de traitement de données. On note que l'anode n° 6 en Y ne donne pas de signal pour une raison imputable, à priori, à une voie du QDC inopérante. En partant de ces distributions, on se propose de déterminer l'anode en X et en Y qui reçoit le maximum de signal à chaque événement. Les graphes 9.10 et 9.11 permettent de déterminer ces distributions, respectivement pour X et Y. Compte tenu que le gain est variable sur la zone

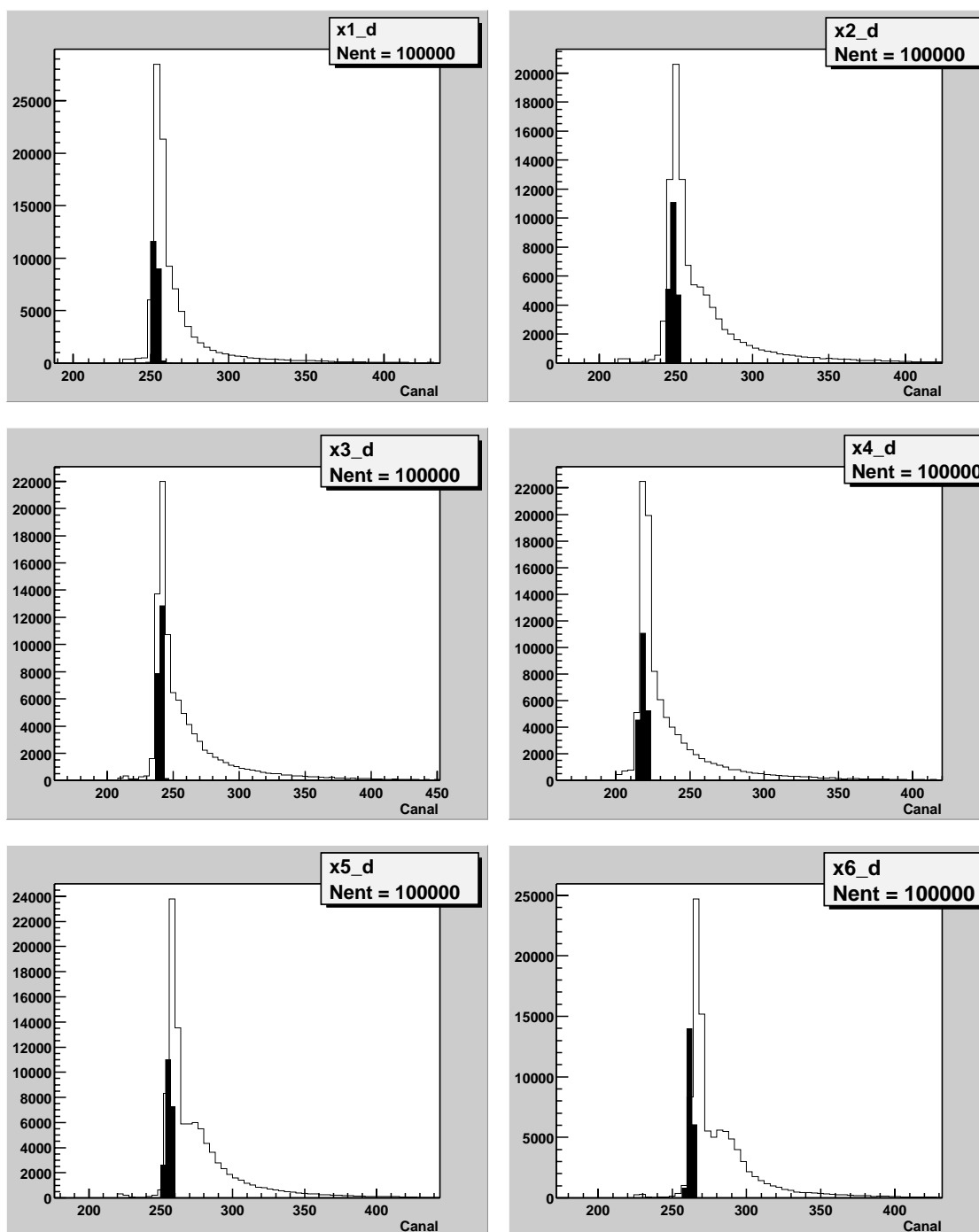


FIG. 9.6: *Signal d'anode en X et pedestal associé (en noir).*

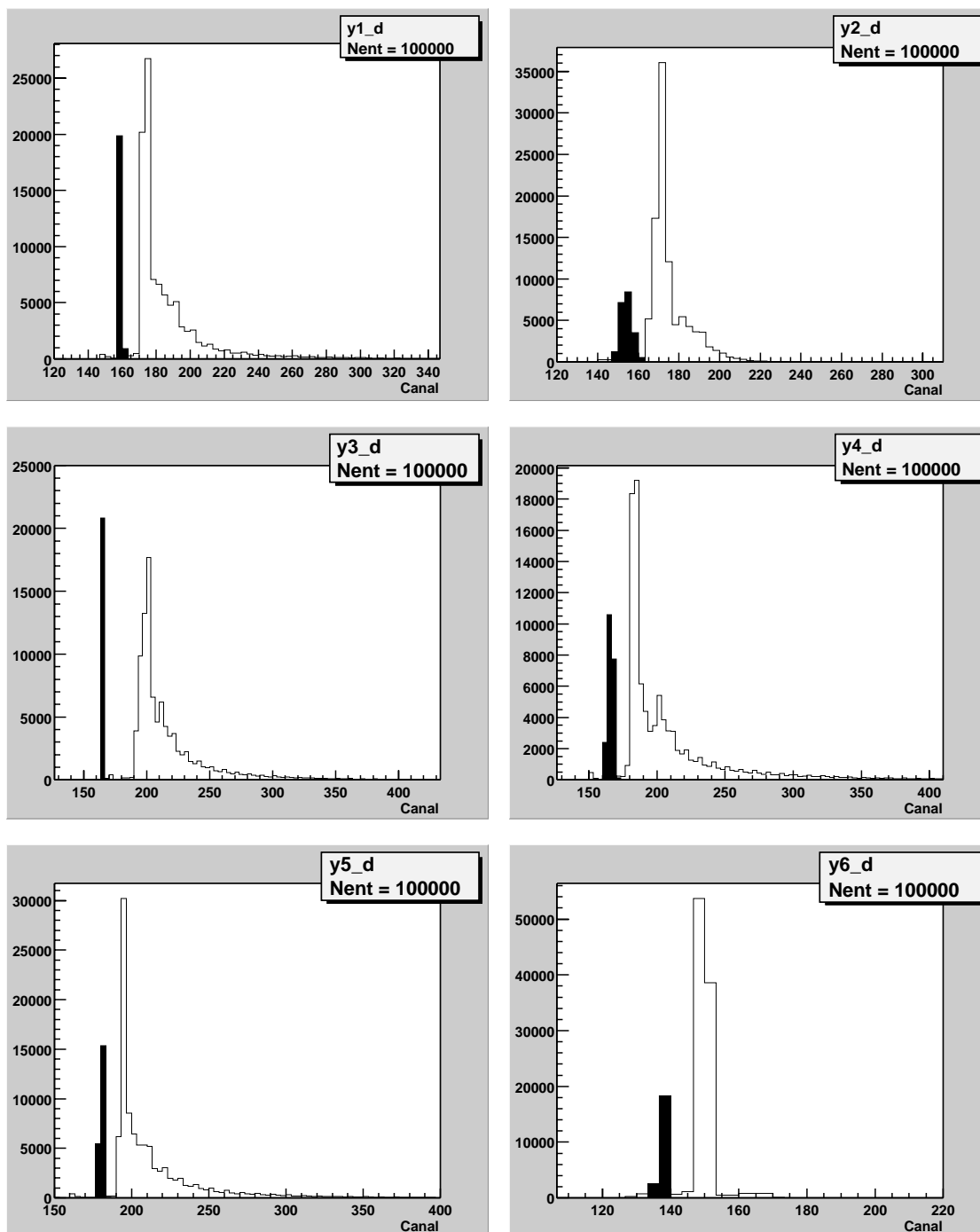


FIG. 9.7: *Signal d'anode en Y et pedestal associé (en noir).*

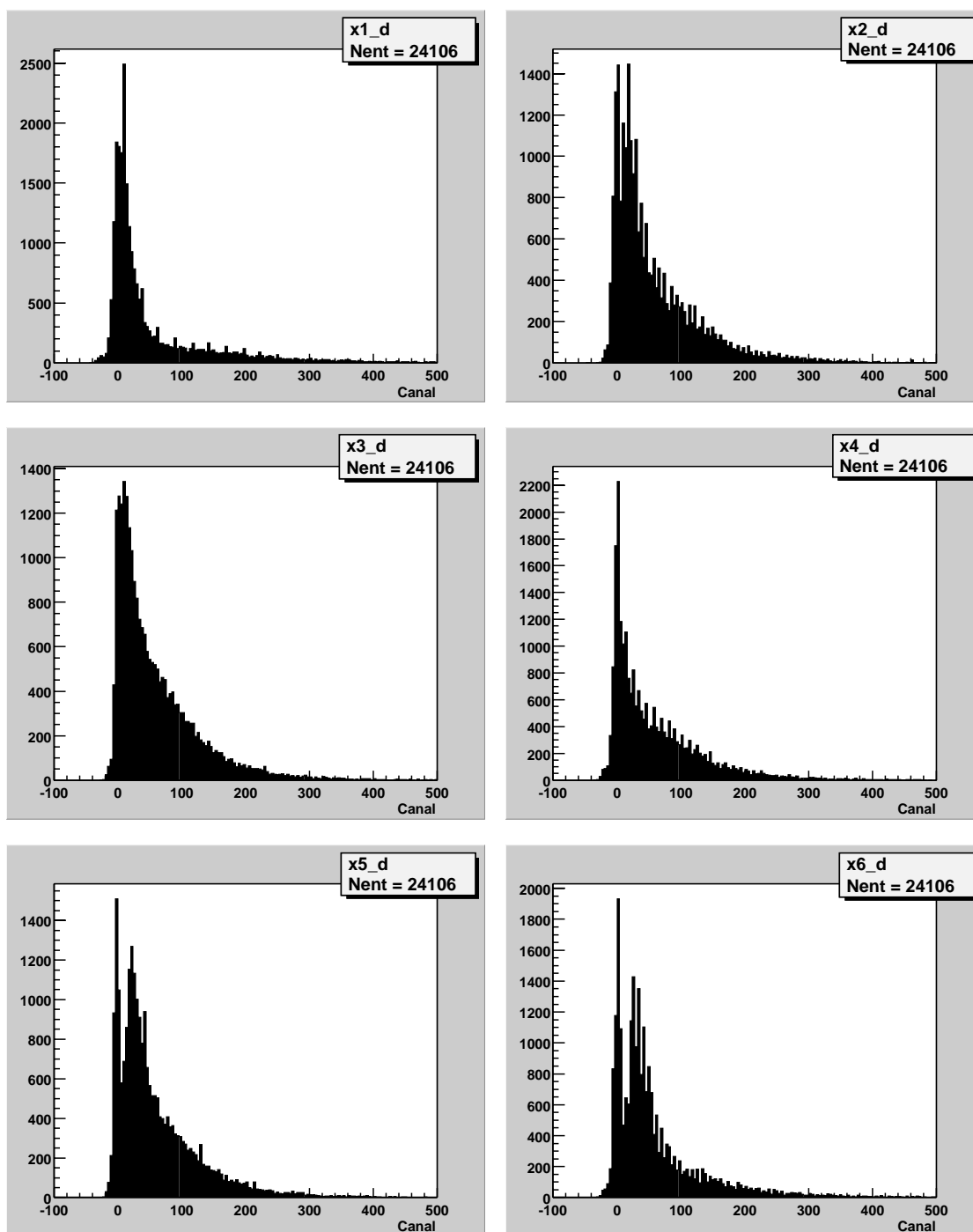


FIG. 9.8: Signal d'anode en X après soustraction du piedestal, coupure sur la dynode et équilibrage des spectres.

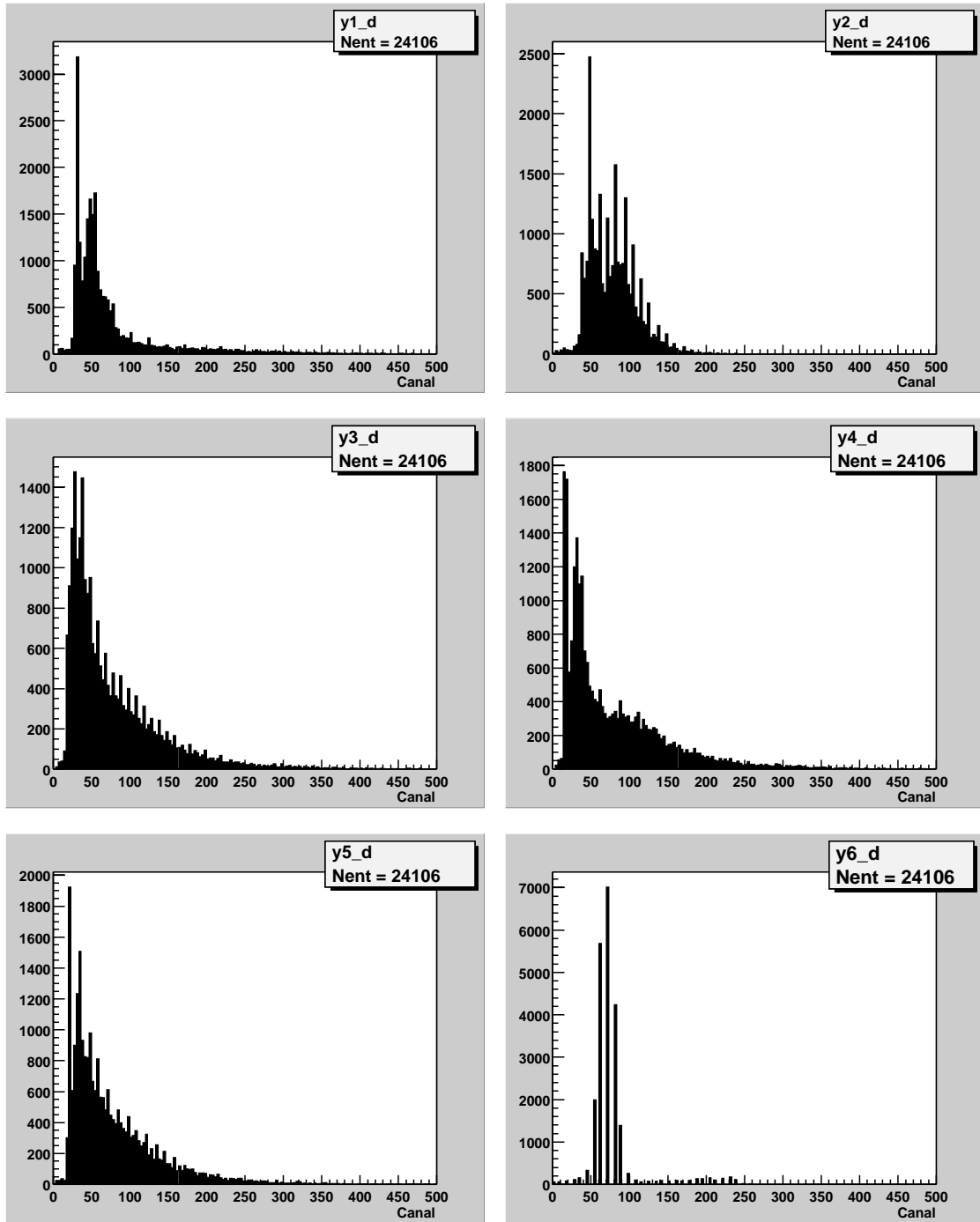


FIG. 9.9: Signal d'anode en Y après soustraction du pedestal, coupure sur la dynode et équilibrage des spectres.

active du PM (cf. chapitre 8), on constate une homogénéité acceptable dans le répartition du signal maximum pour les anodes en X, alors qu'en Y on remarque de nouveau l'absence de signal sur la voie 6 et une réponse de la voie 2 assez faible.

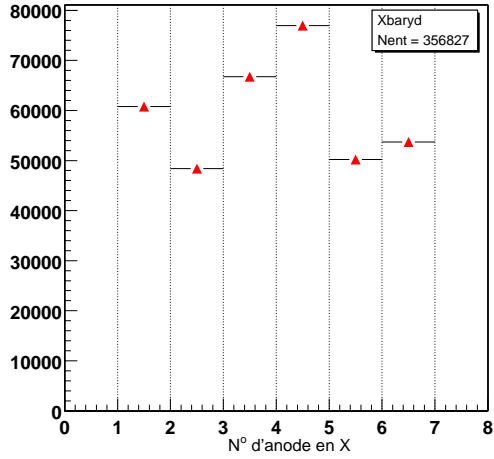


FIG. 9.10: Anode en X recevant le maximum de signal par événement détecté.

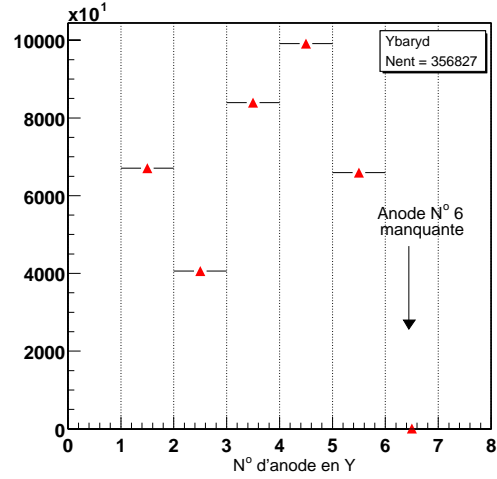


FIG. 9.11: Anode en Y recevant le maximum de signal par événement détecté.

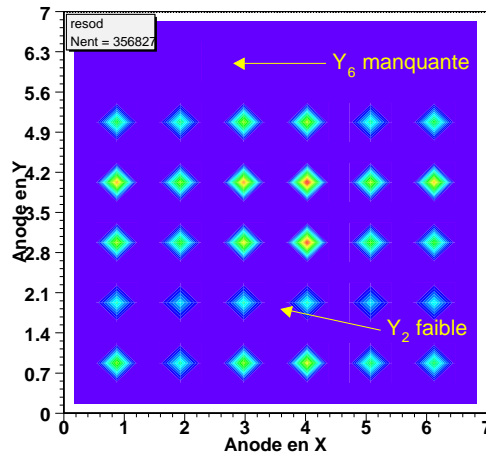


FIG. 9.12: Reconstruction de la matrice d'anodes recevant le maximum de signal par événement.

Si l'on associe la reconstruction de chaque événement à l'anode en X et en Y recevant le maximum de signal, alors on devrait mettre en évidence une répartition homogène d'événements sur 36 secteurs. Avec cette démarche, on transforme la localisation par calcul barycentrique en une localisation à pixels, perdant de ce fait en résolution spatiale.

Le graphe 9.12 met en évidence cette homogénéité de répartition. Non pas sur 36 mais sur 30 secteurs, du fait de l'absence de signal sur la sixième anode en Y.

9.2.2 Résolution en temps

Le BaF_2 étant un scintillateur plus rapide que le xénon liquide, la résolution temporelle du système sera fixée par le module prototype et donc assez proche de ce que nous pouvons espérer dans le cas où 2 modules au xénon liquide seraient en coïncidence.

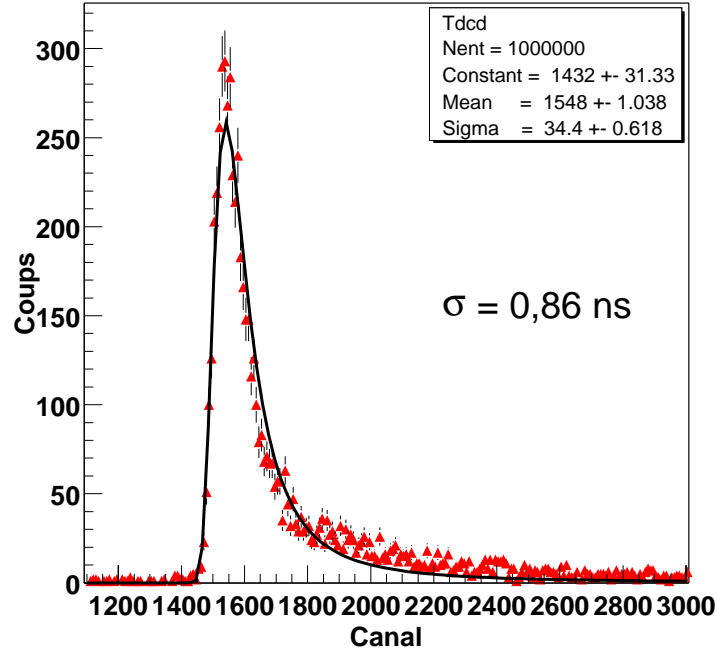


FIG. 9.13: Résolution en temps entre 1 PM du module de xénon liquide et le BaF_2 .

Sur la figure 9.13, nous avons la résolution en temps pour une mise en coïncidence du BaF_2 avec le PM de droite du prototype. La mesure est, là encore, effectuée en plaçant la source de ^{22}Na à l'extrémité droite du module de manière à maximiser les signaux sur ce PM.

L'étalonnage des canaux en temps se fait en plaçant un retard de 8 ns sur le signal d'entrée du TDC au milieu d'une acquisition : l'apparition du double pic sur la distribution en temps permet un étalonnage simple.

La détermination de la résolution temporelle se fait par l'évaluation de la largeur à mi-hauteur de la distribution.

$$R_{time} \simeq 2,0 \text{ ns}$$

Dans l'état actuel des choses, un tel résultat peut être considéré comme encourageant. Notons que l'asymétrie constatée sur la distribution en temps s'explique par la différence de taux de comptage entre le BaF_2 et le module de xénon liquide ainsi que par le faible rapport signal sur bruit obtenue.

9.3 Conclusion

Le banc de mesures est maintenant opérationnel et capable de répondre au cahier des charges qui, rappelons le, doit permettre de déterminer expérimentalement les caractéristiques du prototype concernant la résolution en énergie, les résolutions axiale, transaxiale et temporelle.

Du fait de la faible efficacité quantique du PM Hamamatsu actuel, il ne nous a pas été possible d'obtenir des résultats sur les résolutions en énergie et en position.

Cependant, le résultat obtenu sur la résolution en temps de la coïncidence, peut être considéré comme positif et encourageant.

Conclusion générale et perspectives

Le travail que j'ai effectué durant cette thèse porte d'une part sur le développement du simulateur GePEToS dédié à la tomographie à émission de positons et d'autre part, sur la conception et la mise en œuvre instrumentale d'un μ TEP à xénon liquide pour l'imagerie du petit animal.

Concernant les simulations de type Monte Carlo, mon travail s'est axé autour de GEANT 4. Des validations ont été effectuées dans le secteur de l'algorithmique des processus électromagnétiques de bases énergies spécifiques à la TEP. Un travail d'implémentation de la décroissance des isotopes β^+ et de l'acolinéarité des γ d'annihilation, a également été réalisé. Suite à cela, j'ai conçu et développé le simulateur GePEToS basé sur GEANT 4. Il permet de définir de façon interactive la géométrie et les matériaux d'une caméra TEP ainsi que l'ensemble du dispositif expérimental (isotope, fantôme, mode d'acquisition ...). GePEToS a été validé avec succès en configuration d'acquisition 2D et 3D sur le modèle de la caméra ECAT EXACT HR+. Il est actuellement disponible et utilisé au CERN ainsi qu'à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. GePEToS a permis de mener une étude concernant l'influence d'un champ magnétique axial sur le vol des positons dans les tissus. La conclusion présentée dans cette thèse, montre qu'un gain en résolution sur image est possible dans le cas d'une utilisation de l' ^{15}O pour des géométries de détecteur à haute résolution et pour un champ de l'ordre de 15 T. Les futurs développements sur GePEToS devront porter sur la prise en compte du temps de décroissance des traceurs et sur une automatisation de la construction des sinogrammes.

Le deuxième volet de mon travail de thèse a concerné l'étude d'une caméra TEP à xénon liquide pour l'imagerie du petit animal. La conception s'est faite à travers une simulation complète basée sur GePEToS sur laquelle nous avons greffé une simulation de la scintillation du xénon liquide et de l'ensemble du système de collection de lumière. La géométrie retenue définit un détecteur cylindrique composé de 16 modules unitaires. L'originalité de ce μ TEP réside dans sa capacité à mesurer la profondeur d'interaction des γ qu'il détecte, ceci étant rendu plus facile par le fait que le milieu actif soit liquide. Les performances mises en évidence par cette simulation, montrent qu'une telle caméra permet d'obtenir une résolution sur image de l'ordre de 1,7 mm sur l'ensemble du champ de vue pour une sensibilité au centre d'environ 1%. L'objectif de la partie instrumentale de cette thèse était de construire un module prototype de ce μ TEP puis d'en commencer l'évaluation. Pour cela, l'ensemble du système de cryogénie du xénon liquide a été mis en œuvre mais la principale difficulté résidait dans l'élaboration du système de collection de lumière de scintillation du xénon. Celle-ci s'est divisée en 2 étapes :

- concevoir à l'intérieur d'un module, une matrice de guides de lumière ayant un coefficient de réflectivité proche de 90 % pour des UV de 178 nm ;
- définir un système de collection de ces UV de scintillation, fonctionnant à la température

du xénon liquide (165 °K) et capable de mesurer la position.

Le premier objectif a pu être réalisé en collaboration avec le CERN. Une matrice de guides de lumière en aluminium a été réalisée. Son coefficient de réflexion à 178 nm est d'environ 80 %. Concernant le système de collection de lumière, la société Hamamatsu a spécialement développé pour cette application un prototype de PM à anodes croisées. Ses performances en localisation à basse température, mesurées au cours de cette thèse, montrent qu'une résolution inférieure à 300 μm est accessible. Nous avons également mené une campagne d'expériences afin d'évaluer l'efficacité quantique de ce PM à 178 nm. Elles ont révélé que cette efficacité était voisine de 1 %. Des mesures effectuées par Hamamatsu et datant du mois d'août 2002, indiquent une efficacité quantique de l'ordre de 3 %. Ceci confirmant un résultat en deçà de nos attentes.

Le module prototype a été monté puis placé en situation de test face à une source de ^{22}Na . L'électronique de lecture et d'acquisition a également été mise en place. Le faible nombre de photoélectrons avec lequel nous avons travaillé, n'a pas permis d'effectuer de spectroscopie du ^{22}Na , seul le temps de coïncidence entre le module à xénon liquide et un cristal de BaF_2 a pu être déterminé ; il est de 2 ns (FWHM).

Cette première mise en situation du détecteur a permis de déterminer les causes de la faible production de photoélectrons, à savoir :

- l'efficacité quantique du PM utilisé ;
- la pureté du xénon liquide et notamment la possibilité de pollution induite par la station de liquéfaction elle même ;
- la réflectivité des guides de lumière de la matrice qui est actuellement de 80 % pour 90 % souhaité.

Concernant le premier point et à l'issue de leur campagne de mesure d'août 2002, Hamamatsu a réalisé une photocathode permettant la détection d'UV de 178 nm avec une efficacité quantique de l'ordre de 14 %. Ce point très positif va permettre lors des tests du nouveau module, de quantifier précisément l'influence de la pureté du xénon et de la réflectivité des guides sur la perte effective de photoélectrons. L'objectif restant de maximiser chacun de ces paramètres afin de caractériser les performances en résolution de ce module unitaire.

L'ensemble de ces travaux prend place dans un contexte de collaboration avec le CERMEP où est installée la plate-forme ANIMAGE et qui pourrait voir, sous une échéance de 2 à 3 ans, l'installation d'une caméra μTEP à xénon liquide si la faisabilité est totalement prouvée.

Concernant les activités de simulation autour de GePEToS et GEANT 4, elles pourront contribuer à apporter une forte valeur ajoutée au sein de la collaboration Crystal Clear et du projet GATE dont l'objectif est de mettre en place une plate-forme de simulation Monte Carlo s'appuyant sur GEANT 4 et dédiée à la médecine nucléaire.

Bibliographie

- [Allisy ; 1993] Allisy A. et al. - ICRU , "*Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles.*" ICRU Report 49, 1993.
- [Andersen ; 1977] Andersen H.H. et al., "*The Stopping and Ranges of Ions in Matter.*" Vol.3, Pergamon Press, 1977.
- [Anger ; 1964] Anger H.O., Davis D.H., "*Gamma-ray detection efficiency and image resolution in sodium iodide.*" The Review of Scientific Instruments 1964 ; 35 : 693-697.
- [Anger ; 1967] Anger H.O., "*Radioisotope cameras.*" Instrumentation in Nuclear Medicine, Vol. 1. New York, Academic, p. 485-552, 1967.
- [Apostolakis ; 1999] Apostolakis J. et al., "*GEANT 4 low energy electromagnetic models for electrons and photons.*" CERN-OPEN-99-034, August 1999.
- [Bendriem ; 1998] Bendriem B. and Townsend D.W., "*The theory and practice of 3D PET.*" Kluwer Academic Publishers, p. 118-119, 1998.
- [Blo. ; 1996] Bloomfield PM. et al., "*Design and physical characteristics of a small animal positron emission tomograph.*" Phys. Med. Biol., 40, 1105-1126, 1996.
- [Brix ; 1997] Brix G. et al., "*Performance Evaluation of a whole-body PET scanner using the NEMA protocol.*" The Journal Of Nuclear Medicine - Vol. 38 - No 10 : 1614-1623 - October 97.
- [Brix ; 1997] Schmand M. et al., "*Performance Evaluation of a Whole-Body PET Scanner Using the NEMA Protocol.*" J.Nucl. Med 1997 ; 38 : 1614-1623.
- [Casey ; 1986] Casey M.R., NUTT R., "*A multicrystal two-dimensional BGO detector system for positron emission tomography.*" IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1986 ; 33 : 460-463.
- [Casey ; 1995] Casey ME. et al., "*A component based method for normalization in volume PET.*" Proceedings of the 3rd International Conference on Three-Dimensional Image Reconstruction in Radiology and Nuclear Medicine, Aix-les-Bains, Vol. 67-71, 1995.
- [Cha. ; 1999] Chatziioannou A.F. et al., "*Performance evaluation of microPET : a high-resolution lutetium oxyorthosilicate PETscanner for animal imaging.*" Journal of Nuclear Medicine, 40, 1164-1175, 1999.
- [Chatz. ; 1999] Chatziioannou A.F. et al., "*Performance evaluation of microPET : a high-resolution lutetium oxyorthosilicate PETscanner for animal imaging.*" Journal of Nuclear Medicine, 40, 1164-1175, 1999.
- [Chepel ; 1999] Chepel V. et al., "*The liquid xenon detector for PET : recent results.*" IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 46, No. 4 - August 1999.

- [Colombino ; 1965] Colombino P. et al., "*Study of positronium in water and ice from 22 to -144 °C by annihilation quanta measurements.*" Nuovo Cimento, Vol. XXXVIII, no 2, 1965.
- [Colsher ; 1980] Colsher J.G., "*Fully three-dimensional Positron Emission Tomography.*" Phys. Med. Biol., 25, 103, 1980.
- [Crystal Clear ; WWW] <http://crystalclear.web.cern.ch/crystalclear/>
- [Cullen ; 1997] Cullen D. et al., "*EPDL97 : the Evaluated Photon Data Library, '97 version.*" UCRL-50400, Vol.6, Rev.5.
- [Davies ; 1994] Davies G.J. - Ph'D Imperial College - London, "*Development of a Liquid Xenon Detector for use in Dark Matter Searches.*"
- [Deans ; 1987] Deans S.R., "*The Radon transform and some of its applications.*" New York : Wiley, 1983
- [Defrise ; 1997] Defrise M. et al., "*Exact and approximate rebinning algorithms for 3D PET data.*" IEEE Trans. Med. Imag. ; 16 :145-158 ; 1997.
- [Defrise ; 1998] Defrise M. et al., "*Data Acquisition and image reconstruction.*" The Theory and Practice of 3D PET ; Edited by Bernard Bendriem and David W. Townsend ; Kluwer Academic Publishers.
- [DeGrado ; 1994] Degrado T.R. et al., "*Performance Characteristics of a Whole-Body PET Scanner.*" J.Nucl. Med 1994 ; 35 : 1398-1406..
- [Dentresangle ; 1999] Dentresangle C. et al., "*Striatal D2 Dopamine Receptor Status in Parkinson's Disease : An (18F)Dopa and (11C)Raclopride PET Study.*" Movement Disorders ; Vol. 14 : 1025-1030, 1999.
- [Dines ; 1987] Dines K.A. et al., "*Computer ultrasonic reflection tomography.*" IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 34, No. 3, p. 309-318, 1987.
- [Doke ; 1990] Doke T. et al., "*Estimation of absolute photon yields in liquid argon and xenon for relativistic (1 MeV) electrons.*" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A291, 617-620, 1990.
- [Eggermont ; 1981] Eggermont P.P.B. et al., "*Iterative algorithms for large partitioned linear systems, with applications to image reconstruction.*" Linear Algebra and its Applications, 37, 40, 1981.
- [Faillenot ; 1997] Faillenot I., "*Neuroanatomie fonctionnelle du traitement des propriétés visuelles des objets : études en tomographie par émission de positons chez l'homme sain.*" Thèse de Médecine - Lyon : Université Claude Bernard Lyon 1, Villeurbanne, 1997.
- [Foehrenbach ; 1998] Foehrenbach H. et al., "*¹⁸F-Fluorodéoxyglucose en oncologie.*" Revue de l'ACOMEN, vol. 4, no. 1, 1998.
- [G4 ; 2002] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html>
- [Gordon ; 1970] Gordon R. et al., "*Algebraic reconstruction techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and X-ray photography.*" J. Theor. Biol., 29, 471, 1970.
- [Greenleaf ; 1981] Greenleaf J.F., "*Computerized Transmission Tomography.*" Chap. 12 in Methods of experimental physics, Vol. 10, Ultrasonics, P.D. Edmonds Ed., Academic Press, p. 563-589, 1981.

- [Herman ; 1980] Herman G.T., *"Image reconstruction from projections : the fundamentals of computerized tomography."* Academic Press, New York, 1980.
- [Ichige ; 1993] Ichige M. et al., *"Operating characteristics of photomultipliers at low temperature."* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A327 (1993) 144-147.
- [IDL ; 2002] [http ://www.rsinc.com/idl/index.asp](http://www.rsinc.com/idl/index.asp)
- [Inciicchitti ; 1990] Incicchitti A. et al., *"Liquid xenon as a detector medium."* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A289, 236-242, 1990.
- [Iwata ; 1997] Iwata K. et al., *" γ -ray spectra from positron annihilation on atoms and molecules."* Physical Review A - Volume 5 - Number 5, MAY 1997.
- [Iwata ; 1997] Iwata K. et al., *" γ -ray spectra from positron annihilation on atoms and molecules."* Physical Review A - Volume 5 - Number 5, MAY 1997.
- [Janier ; 1994] Janier M.F. et al., *"Accurate Localization of Hypoperfused Myocardial Territories by Factor Analysis on Positron Emission Tomography Dynamic 15O-Water Images."* 67th Scientific Sessions of the American Heart Association. Dallas (Texas), 14-17 Novembre : Circulation, 1994.
- [Jeavons ; 1999] Jeavons A.P. et al., *"A 3D HIDAC-PET camera with sub-millimetre resolution for imaging small animals"* IEEE Trans. Nucl. Sci., 468-473, 1999.
- [Juillard ; 1997] Juillard L. et al., *"Validation de la mesure du flux sanguin rénal par tomographie par émission de positons (TEP) avec l'eau marquée à l'oxygène 15."* Paris (France), Octobre : Société de Néphrologie, 1998.
- [Klaus ; 1994] Klaus W. et al., *"The ECAT EXACT HR : Performances of a new high resolution positron scanner."* Journal of Computer Assisted Tomography, Vol. 18, No. 1, 110 - 118, 1994.
- [Kubota ; 1979] Kubota S. et al., *"Dynamical behavior of free electrons in the recombination process in liquid argon, krypton, and xenon."* Physical Review B - Vol. 20 - No. 8 - 1979.
- [Kubota ; 1982] Kubota S. et al., *"Liquid and solid Argon, Krypton and xenon scintillators."* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A196, 101-105, 1982.
- [Kuhl ; 1963] Kuhl D.E. et al., *"Image separation radioisotope scanning."* Radiology, Vol. 80, p. 653-661, 1963.
- [Landolt ; Table] Landolt - Börnstein, *"Numerical tables for beta-decay and electron capture."* Vol. 4 - Editor : H. Shopper.
- [Lartizien ; 2002] Lartizien C., *"Communications privées."* CERMEP - Lyon.
- [Le Bars ; 1998] Le Bars D., *"Production du FDG."* Revue de l'ACOMEN, vol. 4, no. 1, 1998.
- [Lec. ; 1996] Lecomte R. et al., *"Initial Results from the Sherbrooke Avalanche Photodiode Positron Tomograph."* IEEE Trans.Nucl.Sci, Vol. 43, no. 3, pp. 1952-1957, June 1996.
- [Levin ; 1995] Levin CS. et al., *"A monte Carlo correction for the effect of compton scattering in 3-D PET brain imaging."* IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-42(4) : 1181-1185, 1995.
- [Levitan ; 1987] Levitan E. et al., *"A Maximum a Posteriori Probability Expectation Maximization for Image Reconstruction in Emission Tomography."* IEEE Trans. Med. Imag., MI-6, 185, 1987.

- [Mares ; 2000] Mares J.A. et al., "*Development of new mixed $Lu_x(RE^{3+})_{1-x}AP : Ce$ scintillators ($RE^{3+} = Y^{3+}$ or Gd^{3+}) : comparaison with other Ce-doped or intrinsic scintillating crystals.*" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 443, 331-341, 2000.
- [Mitsuhiro ; 1992] Mitsuhiro M. et al., "*Absolute number of photons produced by alpha-particles in liquid and gaseous xenon.*" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B63, 297-308, 1992.
- [Mitsuhiro ; 1992] Mitsuhiro M. et al., "*Absolute number of photons produced by alpha-particles in liquid and gaseous xenon.*" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B63, 297-308, 1992.
- [NIST ; WWW] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/>
- [Nony ; 2000] Nony P. et al., "*In vivo measurement of myocardial oxidative metabolism and blood flow does not show changes in cancer patients undergoing doxorubicin therapy.*" Cancer Chemother Pharmacology ; 45 : 375-380, 2000.
- [Orlov ; 1976] Orlov S.S., "*Theory of three-dimensional reconstruction. 1. Conditions of a complete set of projections.*" Sov. Phys. Crystallography, 20, 312, 1976.
- [Perkins - 1] Perkins S.T. et al., "*Tables and Graphs of Electron-Interaction Cross Sections from 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL), Z=1-100.*" UCRL-50400 Vol.31.
- [Perkins - 2] Perkins S.T. et al., "*Tables and Graphs of Atomic Subshell and Relaxation Data Derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), Z=1-100.*" UCRL-50400 Vol.30.
- [Phelps ; 1982] Phelps M.E., Huang S.C., Hoffman E.J., "*An analysis of signal amplification using small detectors in positron emission tomography.*" J. Comp, Asst Tomo. 1982 ; 6 : 551-565.
- [Ploux ; 1997] Ploux L., "*Développement et applications de TOHR, un système original d'émission, adapté au petit animal*" Thèse de l'Université d'Orsay Paris-Sud ; IPNO-T-97-13.
- [Prati ; 1993] Prati P. et al., "*Verification of the integral transformation of the projection technique for scatter correction in positron tomographs.*" Eur. J. Nucl. Med Vol. 20 : 255-259, 1993.
- [Puill ; 2002] Puill V. - Hamamatsu, "*Communications privées.*"
- [Radon ; 1917] Radon J., "*Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser mannigfaltigkeiten, Ber. Verh. Saechs. Akad. Leipzig, Math. Phys. Kl. 1969.*" Translation by Parks P.C. in IEEE Trans. Med. Imag., MI-5, 170, 1986.
- [ROOT ; 2002] <http://root.cern.ch/>
- [Ryvlin ; 1995] Ryvlin P. et al., "*Utility of (18F)FDG PET in Epileptic Patients with Encephalic Mass Lesions or Major Atrophy.*" 21st International Epilepsy Congress. Sydney (Australie) : Epilepsia, Vol 36 : 140-141, 1995.
- [Schmand ; 1998] Brix G. et al., "*Performance results of a new DOI detectorblock for high resolution PET-LSO research tomograph HRRT.*" IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 45, no. 6, pp. 3000-3006, December 1998.

- [Seguinot ; 1992] Seguinot J. et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A323, 583, 1992.
- [Seguinot ; 1995] Seguinot J. et al., "*Liquid xenon scintillation : photon yield and Fano factor.*" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A354, 280-287, 1995.
- [Shao ; 1993] Shao L. et al., "*Composite dual window scattering correction technique in PET.*" Proceedings of the IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, San Francisco, USA. Vol 3 : 1391-1395, 1995
- [SHFJ ; 2002] Trebossen R., "*Communications privées.*" DSV/DRM CEA SHJF - Orsay.
- [Solovov ; 2000] Solovov V.N. et al., "*Study of Large Area Avalanche Photodiode for Detecting Liquid Xenon Scintillation.*" IEEE Transaction on Nuclear Science, VOL. 47, No. 4, August 2000.
- [Table] Edgardo Browne - Richard B. Firestone, "*Table of Radioactive Isotopes.*" Virginia S. Shirley Editor.
- [Thompson ; 1989] Thompson C.J., "*The effect of collimation on the singles rates in multi-slice PET.*" IEEE Trans. Nucl. Sc. NS36, 1072-1077, 1989.
- [Townsend ; 1989] Townsend D.W. et al., "*Three-dimensional reconstruction of PET data from a multi-ring camera.*" IEEE Trans. Nucl. Sc. 36, 1056-66, 1989.
- [Townsend ; 1993] Townsend D.W., Defrise M., "*Image Reconstruction Methods in Positron Tomography.*" Yellow CERN Reports - CERN 93-02.
- [Varvaritsa ; 1992] Varvaritsa V. P. et al., "*Proportional scintillation detectors.*" Instr. Exp. Techn. 35, 745, 1992.
- [Wat. ; 1997] Watanabe M. et al., "*A high resolution animal PET scanner using compact PS-PMT detectors.*" IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 44, pp. 1277-1282, 1997.
- [Webb ; 1990] Webb S., "*From the watching of the shadows. The origins of radiological tomography.*" Adam Hilger, Bristol and New York, 1990.
- [Ziegler ; 1985] Ziegler J.F. et al., "*The Stopping and Ranges of Ions in Solids.*" Vol.1, Pergamon Press, 1985.
- [Ziegler ; 1997] Ziegler J.F., "*The Stopping and Ranges of Ions in Matter.*" Vol.4, Pergamon Press, 1977.